UNIV. OF
TORONTO
LIBRARY

Physical &
Applied Sci.
Serials

7530

I

LE RADIUM

Digitized by the Internet Archive
in 2009 with funding from
University of Ottawa

http://www.archive.org/details/radiumlaradioact07pari

Phys.

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

PUBLIÉ SOUS LA DIRECTION DE

Mme Curie. — d'Arsonval. — Blondlot.
Debierne. — Féry. — Ch. E. Guillaume. — Langevin.
J. Perrin. — Rubens. — Rutherford.
Sagnac. — Villard

PAR

Jacques Danne
[Faculté des Sciences de Paris]

AVEC LA COLLABORATION DE

E. Bauer. — L. Bloch — G. Danne — J. Danysz. — L. Dunoyer
M. Moulin. — H. Mouton. — L. Kolowrat. — Ed. Salles. — J. Saphores
B. Szilard. — J. Verschaffelt. — L. Wertenstein
et de nombreux physiciens.

120386
17/1/12

TOME SEPTIÈME
1910

PARIS
MASSON ET CIE, ÉDITEURS
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

Tome septième. 7e Année. — Fascicule 1. Janvier 1910.

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

MÉMOIRES ORIGINAUX

Tables des constantes radioactives

Revues et complétées

Par Léon KOLOWRAT

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie].

Depuis la publication des dernières tables, les recherches expérimentales ont permis d'établir l'existence de produits radioactifs nouveaux et de soupçonner la nature complexe de certaines substances telles que le radium C. D'autres expériences ont apporté des résultats nouveaux en ce qui concerne les produits anciennement connus. Enfin des déterminations plus précises ont conduit à modifier quelques constantes obtenues antérieurement dans des conditions moins parfaites.

Ces nouvelles tables ont donc subi d'importantes modifications; en outre elles ont été corrigées des quelques erreurs qui s'étaient glissées dans les premières.

Nous rappelons que la colonne **2** donne les valeurs de la constante de temps λ. Cette constante a une valeur précise pour chaque substance telle qu'on ait

$$I = I_0 e^{-\lambda t}$$

si I_0 est l'activité de la substance au temps 0 et I l'activité au temps t exprimé en secondes.

La lettre T de la colonne **3** représente la période de désactivation. Elle donne le temps qui doit s'écouler pour que l'activité I ait atteint la moitié de sa valeur initiale I_0. On a alors

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}$$

ou

$$T = \frac{1}{\lambda} \log_e 2 = 0{,}693 \frac{1}{\lambda}$$

La vie moyenne V de la substance (colonne **4**) offre un intérêt particulier en ce sens, qu'elle donne une idée de la vitesse avec laquelle celle-ci se détruit. Pour calculer cette constante, on imagine que les atomes radioactifs ne procèdent plus par désintégration successive, mais qu'ils se conservent un certain temps au bout duquel ils se détruisent instantanément. Appelons N le nombre total d'atomes radioactifs présents, n le nombre d'atomes détruits à chaque seconde; on a $n = \lambda N$. Le temps nécessaire pour détruire les N atomes sera

$$\frac{N}{n} = \frac{N}{\lambda N} = \frac{1}{\lambda} \quad \text{ou} \quad V = 1{,}443\ T$$

Les valeurs de T et de V sont exprimées en *secondes* (*s*), *minutes* (*m*), *heures* (*h*), *jours* (*j*), *années* (*a*), suivant l'ordre de grandeur de la vitesse de destruction de la substance.

La colonne **7**, qui concerne l'absorption des rayons β comprend deux séries de nombres. Les uns sont les *coefficients d'absorption* μ pour l'aluminium, en supposant un faisceau homogène, pour lequel l'absorption s'exprime par $I = I_0 e^{-\mu x}$, x étant l'épaisseur de la feuille d'aluminium exprimée en centimètres. Le coefficient μ est exprimé en cm^{-1}. La deuxième série de nombres placée en regard donne l'épaisseur D, en centimètres, d'une feuille d'aluminium absorbant *la moitié du rayonnement*. Pour les substances qui possèdent un rayonnement β hétérogène, nous avons indiqué les valeurs extrêmes de μ et de D.

La colonne **8** concerne l'*absorption des rayons* γ. Les coefficients μ et D ont la même signification que pour les rayons β, mais ils se rapportent au plomb.

N. D. L. R.

Séries.	Substances.	1 Poids atomique.	2 Constante de temps λ en sec^{-1}.	3 Période de désactivation T.	4 Vie moyenne. V.	5 Constitution du rayonnement.	6 Parcours des rayons α dans l'air en cm.	7 Absorption des rayons β — μ en cm^{-1} pour l'aluminium.	7 Absorption des rayons β — D en cm pour l'aluminium.	8 Absorption des rayons γ — μ en cm^{-1} pour le plomb.	8 Absorption des rayons γ — D en cm pour le plomb.
URANIUM	Uranium	238,5	$4 \cdot 10^{-18}$	$6 \cdot 10^{9}$ a.	$9 \cdot 10^{9}$ a.	α	3,5	»	»	»	»
	Radiouranium	»	»	plusieurs années.	»	»	»	»	»	»	»
	Uranium X	»	$3,7 \cdot 10^{-7}$	21,5 j.	31 j.	$\beta\ \gamma$	»	14,4 et 510	0,048 0,001	0,72	0,96
	Ionium	»	$2 \cdot 10^{-12}$	10^{4} a.	»	α	2,8	»		»	»
	Radium	226,4	$1,1 \cdot 10^{-11}$	2000 a.	2900 a.	$\alpha\ \beta$	3,50	312	0,002	»	»
RADIUM	Émanation	»	$2,08 \cdot 10^{-6}$	3,86 j.	5,57 j.	α	4,35	»	»	»	»
	Radium A	»	$3,85 \cdot 10^{-5}$	3,0 m.	4,3 m.	α	4,82	»	»	»	»
	Radium B	»	$4,33 \cdot 10^{-4}$	26,7 m.	38,5 m.	β	»	13 à 890	0,053 0,001	»	»
	Radium C	»	$5,95 \cdot 10^{-4}$	19,5 m.	28,1 m.	$\alpha\ \beta\ \gamma$	7,08	13 à 53	0,053 0,013	0,46 à 0,57	1,51 1,22
	Radium D	»	$1,8 \cdot 10^{-9}$	12 a.	17 a.	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Radium E_1	»	$1,3 \cdot 10^{-6}$	6,2 j.	8,9 j.	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Radium E_2	»	$1,7 \cdot 10^{-6}$	4,8 j.	6,9 j.	β	»	44	0,016	»	»
	Radium F (Polonium)	»	$5,73 \cdot 10^{-8}$	140 j.	202 j.	α	3,86	»	»	»	»
ACTINIUM	Actinium	»	»	»	»	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Radioactinium	»	$4,1 \cdot 10^{-7}$	19,5 j.	28,1 j.	$\alpha\ \beta$	4,8	170	0,004	»	»
	Actinium X	»	$7,6 \cdot 10^{-7}$	10 à 11 j.	15 j.	α	6,55	»	»	»	»
	Émanation	»	$1,8 \cdot 10^{-1}$	3,9 s.	5,6 s.	α	5,8	»	»	»	»
	Actinium A	»	$3,20 \cdot 10^{-4}$	36,1 m.	52,1 m.	β	»	»	»	»	»
	Actinium B	»	$5,37 \cdot 10^{-3}$	2,15 m.	3,10 m.	α	5,50	»	»	»	»
	Actinium C	»	$2,26 \cdot 10^{-3}$	5,10 m.	7,4 m.	$\beta\ \gamma$	»	29	0,024	2,0 à 3,6	0,35 0,19
THORIUM	Thorium	232,42	$7 \cdot 10^{-19}$	$3 \cdot 10^{10}$ a.	$4 \cdot 10^{10}$ a.	α	3,5	»	»	»	»
	Mésothorium 1	»	$4,0 \cdot 10^{-9}$	5,5 a.	7,9 a.	Sans rayons.	»	»	»	»	»
	Mésothorium 2	»	$3,1 \cdot 10^{-5}$	6,2 h.	8,9 h.	$\beta\ \gamma$	»	20,2 à 38,5	0,054 0,018	0,5	1,4
	Radiothorium	»	$1,09 \cdot 10^{-8}$	737 j.	1063 j.	α	3,9	»	»	»	»
	Thorium X	»	$2,17 \cdot 10^{-6}$	3,71 j.	5,35 j.	α	3,7	»	»	»	»
	Émanation	»	$1,31 \cdot 10^{-2}$	53 s.	76 s.	α	5,5	»	»	»	»
	Thorium A	»	$1,8 \cdot 10^{-5}$	10,6 h.	15,3 h.	β	»	140	0,005	»	»
	Thorium B	»	$2,1 \cdot 10^{-4}$	55 m.	79 m.	α	5,0	»	»	»	»
	Thorium C	»	»	qq. sec.	»	α	8,6	»	»	»	»
	Thorium D	»	$3,7 \cdot 10^{-3}$	3,1 m.	4,5	$\beta\ \gamma$	»	15,7	0,044	0,46 à 0,57	1,51 1,22

9	10
Caractères physiques	Caractères chimiques
»	Sol. dans excès carb. ammon. Azotate sol. éther, acétone. Groupe du fer.
»	Entraîné par SO^4Ba et l'hydrate de fer, soluble dans HCl.
Moins volatil que Ur, volatil dans l'arc électrique.	Insol. dans excès carbon. d'ammon. Soluble dans l'eau et l'éther. Entraîné par SO^4Ba et hydrate ferrique humide.
»	Sol. excès oxal. d'am. Entr. par H^2O^2 en prés. d'Ur.
Spectre caractéristique. Spontanément lumineux, dégage de la chaleur (118 cal. par heure et par gramme de Ra en équilibre radioactif). Produit de l'hélium (0,57 mm^3 par jour et par gramme de Ra en équilibre).	Métal bivalent analogue au baryum. Chlorure et bromure moins solubles.
Gaz appartenant au groupe des gaz inertes. Spectre caractéristique. Se condense à — 62-65° à pression atmosphérique, se solidifie à — 71° (dans les conditions ordinaires, lorsque l'émanation est mélangée à une grande masse d'air, elle est condensée vers — 150°). Coefficient de diffusion 0,10. Un gr. de Ra est en équilibre avec 0,60 mm^3 d'émanation à 0° et 760 mm.	»
Se comporte comme un solide. Se concentre à la cathode dans un champ électrique. Volatil à 800-900°.	Sol. acides forts.
Comme A. Volatil à 600-700°.	Comme A. Précipite avec $BaSO^4$.
Comme A. Volatil à 800°-1300°. Consiste peut-être en deux ou trois produits successifs différents.	Comme B. Se dépose sur Cu, Ni. Entraîné avec le cuivre précipité.
Volatil au-dessous de 1000°.	Sol. acides forts. } Réact. analogues à celles de Pb.
Volatil au rouge.	Sol. acide acétique chaud. }
Pas volatil au rouge.	Réact. anal. à Bi.
Volatil vers 1000°.	Se dépose de ses solutions sur Bi, Cu, Sb, Ag, Pt. Entraîné avec Bi. Entraîné par $SnCl^2$ avec Hg et Te. [D, E_1, E_2 et F peuvent se séparer par l'électrolyse. Entraîné par CO^3Pb.]
Produit de l'hélium.	Précipite par $(COOH)^2$ en sol. acide. Oxalate ins. HF. Accompagne Th. et terres rares.
Peu volatil à haute température.	Insoluble AzH^3. Se sépare du précédent par électrolyse, par fractionnement à l'ammoniaque, par le noir animal.
»	Se dépose par électrolyse dans une solution alcaline. Pas entr. par AzH^3.
Se comporte comme un gaz inerte. Coefficient de diffusion dans l'air = 0,11. Se condense entre — 120° et — 150° lorsqu'il est mélangé à une grande masse d'air.	»
Volatil au-dessus de 400°.	Soluble AzH^3 et acides forts.
Volatil au-dessus de 700°.	Soluble AzH^3 et acides forts. Se dépose par électrolyse dans HCl à la cathode.
»	
Volatil dans l'arc électrique. Sels incolores, dont aucun n'est spontanément phosphorescent.	Précipité par AzH^3 et $(COOH)^2$.
»	
»	
»	Entraîné par hydr. précip. par AzH^3.
»	Soluble AzH^3, entraîné avec le fer. Se dépose par électrolyse en solution alcaline.
Gaz analogue à l'émanation d'actinium. Se condense à une température un peu plus élevée que celle-ci. Coefficient de diffusion dans l'air = 0,10.	Gaz inerte.
Volatil au-dessus de 630°.	Soluble dans acides forts.
Volatil au-dessus de 750°.	Comme A. Se dépose sur Ni. Sépare de A par électrolyse.
Comme B.	
»	

Sur les phénomènes acoustiques des condensateurs

(A propos du récent mémoire de M. H. Perkins)[1]

Par A. RIGHI

Laboratoire de Physique de l'Université de Bologne

1. J'ai eu l'idée qu'on pourrait obtenir des phénomènes sonores analogues à celui de l'arc chantant de Duddell en substituant à l'arc un tube à décharge ou une flamme. La prévision fut confirmée dès les premiers essais; mais on reconnut bientôt que les phénomènes présentaient des caractères particuliers, qui ont été étudiés longuement.

Le Mémoire résumé ici est l'exposé des résultats obtenus.

La source de courant est une batterie de 300 à 500 petits accumulateurs, et la disposition générale des expériences est celle de la figure 1.

Dans cette figure B est la batterie, R une résistance liquide, $L_1L_2L_3$ des bobines de self-induction, G le

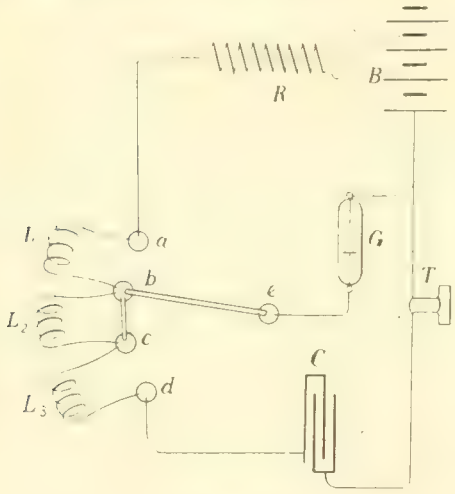


Fig. 1.

tube à décharges (ou la flamme), C le condensateur, T un téléphone (rarement employé). La portion de circuit BRL_1GB correspond au circuit principal de Duddell, GL_2L_3CG au circuit dérivé.

On voit en *abcde* des petits godets à mercure, et en *bc*, *be* des ponts de gros fil métallique, au moyen desquels, et d'autres semblables, on peut commodément introduire ou non à volonté les bobines L_1 L_2 L_3 dans les circuits.

Comme les phénomènes sonores que l'on obtient avec un tube à vide sont beaucoup plus clairs et frappants que ceux que donne une flamme (bec Bunsen avec introduction de sel dans la flamme près des deux fils de platine fonctionnant comme électrodes), on ne parlera ici que des premiers.

Si l'on a le soin de fermer le circuit principal après avoir fermé le circuit dérivé, on entend un son musical qui semble continuer indéfiniment, provenant du tube G, du condensateur C et du téléphone T, si celui-ci est dans le circuit dérivé; et cela presque avec tout tube de décharge.

Mais certains tubes donnent des sons très purs et très forts. Les meilleurs résultats s'obtiennent avec des tubes ayant comme cathode un disque plan de métal et comme anode un fil fin métallique normal à la cathode. Comme celle-ci se ternit par un long usage, et le timbre des sons devient mauvais, il y a avantage à la former avec du mercure bien net.

Le tube représenté à un tiers environ de sa grandeur par la figure 2 donne des résultats excellents et très constants; B est l'anode en platine, A la cathode en mercure. La distance entre les deux est environ de 1 millimètre; mais on peut la faire varier, soit en inclinant le tube, soit en faisant passer du mercure de A dans le réservoir C ou en sens contraire. Ce tube contient de l'hydrogène à environ 8 millimètres de pression.

Fig. 2.

La résistance non inductive R peut être constituée par des colonnes minces d'une solution saturée de sulfate de cuivre, et par un artifice facile à imaginer on peut la faire varier avec continuité (ce qui est nécessaire pour certaines expériences).

C a été quelquefois un condensateur en mica d'une capacité variable de 0,05 à 1 microfarad; d'autres fois c'était un condensateur à air formé par deux gros disques métalliques, dont on pouvait régler (au moyen de vis) la distance d'une manière continue.

On trouva particulièrement bonne la disposition suivante. Un des plateaux est horizontal et est recouvert par une feuille de papier à écrire; l'autre plateau est placé au-dessus et s'appuie sur le papier par

1. La publication récente d'un travail de M. H. Perkins (*Le Radium*, 6, 1909, 294-298) sur un sujet analogue donne un intérêt particulier au mémoire de M. A. Righi. Le travail présenté a été présenté le 25 Mai 1902 à l'Académie Royale des Sciences de Bologne. M. A. Righi en a tiré le présent extrait. N. D. L. R.

un point de son contour, pendant qu'au point du contour diamétralement opposé, il reste plus ou moins éloigné du papier. Des vis servent à régler sa légère inclinaison.

La hauteur des sons obtenus varie avec les constantes des deux circuits. Lorsqu'il n'y a pas d'inductance sensible (ponts métalliques placés en *ab*, *bc*, *cd*, fig. 1), elle ne correspond nullement avec celle des sons produits par l'arc de Duddell. On est donc en présence de phénomènes d'autre nature, qui seront étudiés ici les premiers. Les effets dus à l'introduction des bobines seront décrits ensuite.

2. Même sans employer le téléphone, l'intensité des sons, qui généralement ont un timbre parfaitement musical, est telle, qu'on les entend même d'une pièce voisine à celle où se trouvent les appareils.

La hauteur du son croît d'une manière continue lorsqu'on fait croître la force électromotrice de la batterie d'accumulateurs, ou lorsqu'on diminue soit la résistance du circuit principal, soit la capacité du condensateur placé dans le circuit dérivé. Cela pour un tube à décharges donné; car le son, par exemple, monte en hauteur lorsque, la pression dans le tube étant 10 millimètres, on diminue de quelques millimètres cette pression, ou bien lorsqu'on rapproche les électrodes entre elles.

Par des variations brusques de la résistance ou de la capacité C on obtient naturellement des sons successifs de hauteurs différentes; et si, par exemple, on fait changer la résistance R au moyen de touches comme celles d'un piano, on constitue une espèce d'instrument musical qui se prête à l'exécution de mélodies.

Une étude attentive de ces phénomènes a conduit à les expliquer de la manière suivante.

Au moment où l'on ferme le circuit principal (BRGB, fig. 1) il s'établit un courant, qui tout d'abord charge le condensateur comme si *be*GB n'existait pas; mais avant que ce courant de charge soit réduit à zéro la différence de potentiel entre les électrodes du tube arrive à la valeur nécessaire pour que la décharge ait lieu dans le gaz raréfié. A cause de la présence de la grande résistance R la différence de potentiel entre les électrodes diminue bientôt, et enfin la décharge s'arrête; puis la même série de phénomènes se répète indéfiniment.

La période du courant dans la partie du circuit comprenant le tube se compose donc de deux parties: 1° le temps nécessaire pour que la différence de potentiel des électrodes passe, de la petite valeur qu'elle a au moment où la décharge dans le tube s'arrête, à la valeur par laquelle la décharge commence; 2° le temps, généralement plus court, pendant lequel la décharge existe.

Il est facile de voir que cette explication s'accorde avec ce qu'on a dit à propos de l'influence de la force électromotrice, de la capacité et de la résistance sur la hauteur du son.

Observant dans un miroir tournant la tache lumineuse d'un tube de Braun près duquel est placée une petite bobine insérée dans le circuit dérivé, on a une confirmation nouvelle de l'explication donnée. Dans la figure 5 on voit : en *a* la ligne lumineuse qui apparaît lorsque les rayons cathodiques ne sont pas

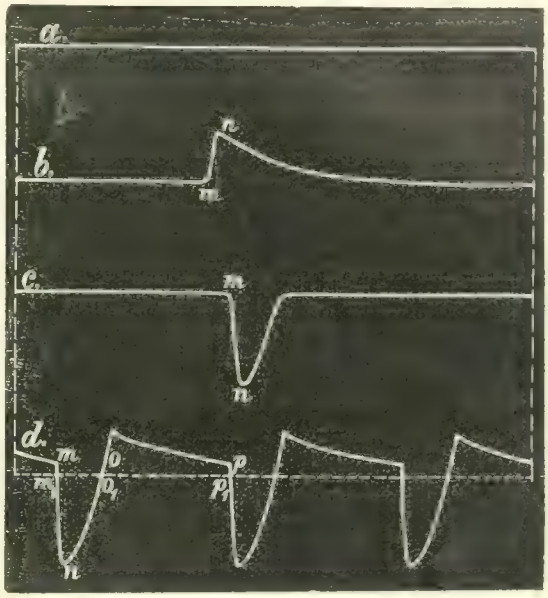


Fig. 5

déplacés; en *b* l'effet d'une fermeture du courant en *bc* (fig. 1) après suppression du tube; en *c* l'effet d'une simple décharge dans le tube; en *d* enfin la courbe qui apparaît pendant l'expérience qui donne le son.

Il est possible de réaliser toute valeur de la période. Avec le plus petit nombre possible d'accumulateurs, avec une capacité C assez grande (1 microfarad) et avec une très grande résistance R, j'ai observé une décharge par seconde environ. Il ne s'agit donc pas en ce cas de son, mais de chocs espacés. En variant la force électromotrice E, la capacité C, la résistance R on peut avoir des sons de toute hauteur jusqu'aux plus aigus.

Ainsi lorsque C est très petite (condensateur à air), E très grand et R relativement petite, la hauteur du son obtenu est très près de la limite supérieure d'auditibilité, et si on le fait monter graduellement encore, ceux qui l'écoutent cessent de l'entendre l'un après l'autre.

Le téléphone T (fig. 1) peut être supprimé, particulièrement pour les sons aigus. Le son sort [illegible] effet très intense du condensateur à air, ce qui justifie le titre donné à ce Mémoire.

On ne peut pas expliquer ce phénomène par des vibrations des armatures (très massives et pas du tout flexibles), ni par les changements de dimensions des diélectriques dans le champ électrique (phénomène que j'ai mis en évidence en 1879), car le son peut être produit par un condensateur dont le diélectrique est l'air. Peut-être faut-il recourir, pour l'expliquer, à la contraction électrique des gaz prévue par Lippmann en 1881.

On voit donc que la production d'un son dans l'expérience décrite a lieu d'une manière tout à fait différente que dans la disposition de Duddell, évidemment à cause de l'emploi des grandes résistances, et de circuits dépourvus de self-induction.

3. On peut établir aisément la théorie du phénomène de la manière suivante :

Soient i, R, L l'intensité du courant, la résistance et le coefficient de self-induction du conducteur BRab (fig. 1); i_1, R_1, L_1, les quantités analogues pour $bedC$; i_2, R_2, L_2 pour beG, E la force électromotrice de B, C la capacité du condensateur, u la différence de potentiel aux électrodes du tube, v celle entre les armatures du condensateur. En ne tenant pas compte de l'induction mutuelle (ce qui est permis, vu la disposition des conducteurs), on peut écrire les équations :

$$E - u + Ri + L\frac{di}{dt} = o \qquad u - v + R_1 i_1 + L_1\frac{di_1}{dt} = o$$

$$-u + R_2 i_2 + L_2\frac{di_2}{dt} = o \qquad i_1 + i_2 = i$$

$$i_1 dt = Cdv.$$

Dans le cas des expériences précédentes, on peut simplifier ces équations, en vertu de la circonstance que, n'employant pas de bobines, les inductances sont très petites. On aura donc :

$$E - u + Ri = o \qquad u - v + R_1 i_1 = o$$

$$-u + R_2 i_2 = o \qquad i_1 + i_2 = i \qquad i_1 dt = Cdv.$$

On en déduit :

$$v = E\frac{R_2}{R_1 + R_2} + he^{-\frac{R_1 + R_2}{\tau}t}$$

$$u = E\frac{R_2}{R + R_2} + h\frac{RR_2}{\tau}e^{-\frac{R_1 + R_2}{\tau}t}$$

ayant posé :

$$\tau = RR_1 + R_1R_2 + R_2R.$$

Appliquant ces formules à la phase de charge, il faut poser $R_2 = \infty$. On trouve :

$$v = E + he^{-\frac{t}{C(R + R_1)}} \qquad u = E + h\frac{R}{R + R_1}e^{-\frac{t}{C(R + R_1)}}.$$

Mais il faut déterminer la constante h. Désignons par U_0 la différence de potentiel aux électrodes du tube au moment où la décharge s'arrête. Si l'on compte le temps à partir de cet instant, on a :

$$U_0 = E + h\frac{R}{R + R_1}$$

et les valeurs de u, v deviennent :

$$v = E - \frac{R + R_1}{R}(E - U_0)e^{-\frac{t}{C(R + R_1)}}.$$

$$u = E - (E - U_0)e^{-\frac{t}{C(R + R_1)}}.$$

La phase de charge continue jusqu'à ce que la différence de potentiel aux électrodes du tube arrive à la valeur U, par laquelle la décharge dans le tube commence. On en déduit, pour la durée t' de la phase de charge :

$$t' = C(R + R_1)\log\frac{E - U_0}{E - U}.$$

Cela fait, il faut calculer la durée t'' de la phase de décharge. Il faudra, à cet effet, déterminer la constante h par la condition que, pour $t = o$, il faut avoir $u = U$. Le résultat auquel on parvient est le suivant[1] :

$$t'' = \frac{C\tau}{R + R_2}\log\frac{ER_2 - U(R + R_2)}{ER_2 - U_0(R + R_2)}.$$

La période T du son est donc :

$$T = t' + t'' = C(R + R_1)$$

$$\log\frac{E - U_0}{E - U} + \frac{C\tau}{R + R_2}\log\frac{ER_2 - U(R + R_2)}{ER_2 - U_0(R + R_2)}.$$

Cette formule peut se simplifier en raison du fait que R est toujours très grand par rapport à R_1 et R_2. On peut donc écrire :

$$T = CR\log\frac{E - U_0}{E - U} + C(R_1 + R_2)\log\frac{U}{U_0}.$$

Cette formule montre, d'accord avec les résultats d'expérience, que T diminue (parce que $U_0 < U$) lorsque E augmente, et lorsqu'on augmente C ou R; et plus précisément on voit que T est proportionnel à C et fonction linéaire de R.

Ce dernier résultat a été confirmé par des mesures de la hauteur des sons au moyen du sonomètre. Le tableau suivant donne pour différentes valeurs de R le

R en ohm	N	N
500 . 10³	1485	1498
265 »	1695	1695
224	1985	1967
179	2595	2415
146	2876	2898
125	3568	3568
100	4065	4020

nombre de vibrations mesurées N, et le nombre N

1. Voir les calculs détaillés dans le mémoire cité plus haut.

calculé avec la formule linéaire, après détermination des deux constantes au moyen de deux expériences.

D'autres expériences de mesure ont donné une vérification assez satisfaisante de la proportionnalité entre T et C.

4. Lorsqu'on introduit des inductances dans les circuits (L_1 L_2L_3 fig. 1) on obtient des résultats très singuliers et d'autant plus différents de ceux qu'on vient de décrire, que les coefficients de self-induction des bobines employées sont plus élevés. L'ensemble des phénomènes semble indiquer qu'on réalise des conditions intermédiaires entre celles des phénomènes décrits plus haut et celles de l'expérience de Duddell.

Malheureusement les formules fondamentales écrites plus haut ne donnent pas de résultats simples et se prêtent à une discussion utile; il a donc fallu se limiter à une étude purement expérimentale, qui toutefois a donné des résultats très curieux. Pour éclaircir certains points on a employé souvent le tube de Braun et le miroir tournant. On a constaté ainsi, par exemple, que, pendant que dans la phase de charge il n'y a généralement pas de phénomène ondulatoire, on a presque toujours des oscillations très nettes dans la phase de décharge.

On a introduit d'abord la bobine L_1 (fig. 1) dans le circuit principal *ba*RB. Le condensateur avait (comme toujours dans ces nouvelles expériences) une capacité très petite; c'était le condensateur à air décrit plus haut. On a trouvé que la bobine L_1 rendait le son plus aigu. Ainsi dans une expérience où $L_1 = 50$ henry on avait un son de 268 vibrations, pendant que sans L_1 le nombre était 322; mais L_1 avait une résistance de 10000 ohms environ, et il fallait diminuer R de la même quantité pour constater l'effet dû à l'inductance seule. Le nombre de vibrations du son fut alors 357, ce qui confirme l'énoncé inattendu donné plus haut.

On obtient des effets bien plus intéressants lorsque une ou plusieurs bobines (comme L_2, L_3 de la fig. 1) sont introduites dans le circuit dérivé.

Quant à la hauteur du son on constate que pour des valeurs de l'inductance assez élevés, le son devient plus grave. Ainsi, le nombre de vibrations par seconde diminue lorsqu'on enfonce de plus en plus dans la bobine un faisceau de fils de fer. Mais avec des bobines de self-induction petite on peut avoir un résultat contraire.

En tout cas la hauteur du son dépend de l'inductance, mais non de la manière simple caractérisant l'expérience de Duddell, et l'on peut dire que les phénomènes ont pour cas limites, d'un côté ceux qui ont été décrits ici au début, de l'autre côté ceux du circuit Duddell. La hauteur du son dépend en effet des constantes du circuit principal et de celle du circuit dérivé. Mais des phénomènes inattendus et très singuliers se présentent aussi, dont l'explication ne paraît pas facile. En voici quelques-uns.

La présence d'une bobine L_2, L_3 dans le circuit du condensateur a d'abord cette curieuse conséquence, que certains sons ne peuvent pas se produire. Si en effet on fait varier d'une manière continue la résistance R, ou l'inductance de la bobine, ou la capacité du condensateur C il arrive que celui-ci, à un certain moment, se tait brusquement. Si alors on interrompt le circuit principal pour le fermer un moment après, le son du condensateur éclate de nouveau.

Ce n'est pas tout. Supposons, par exemple, que l'on augmente lentement et d'une manière continue la résistance non inductive R. La hauteur du son diminue graduellement pendant quelque temps; mais tout à coup un changement se produit, le son sautant brusquement à une hauteur moindre, sans que les sons intermédiaires soient produits. La hauteur du son diminue ensuite graduellement jusqu'à ce qu'il se produise un nouveau saut, et ainsi de suite.

On a des effets semblables en agissant d'une manière analogue sur l'inductance ou sur la capacité. Ce curieux phénomène de discontinuité des sons se produit de la meilleure manière lorsque par quelques essais préalables on proportionne convenablement les constantes, c'est-à-dire la résistance, la capacité *ecc.*

Une manière très commode pour reproduire ce phénomène consiste dans l'introduction graduelle d'un faisceau de fils de fer dans la bobine, sans la modifier autrement et sans changer ni résistance, ni capacité, ni force électromotrice de la batterie. Dans certaines conditions, faciles à réaliser, le phénomène est encore modifié, en ce que les changements de hauteur du son entre deux silences sont si peu marqués, qu'on peut dire que le condensateur donne tout simplement une succession de notes différentes qui forment une mélodie comme si l'on baissait successivement différentes touches d'un instrument de musique.

Un autre phénomène saisissant est la production rapidement alternée de deux notes différentes (ce qu'en musique on appelle un *trillo*). On l'obtient avec un peu d'adresse lorsqu'on arrête le mouvement très lent du faisceau de fils de fer au moment voulu, c'est-à-dire à l'instant où le son va changer de hauteur. Le son précédent et le son suivant sont alors émis avec une alternance régulière.

Des effets semblables à ceux qu'on vient de décrire peuvent être produits en approchant ou en éloignant d'une manière graduelle une masse métallique [illegible] bobine de self-induction.

Des effets très complexes s'obtiennent lorsqu'on introduit en même temps les inductances dans le circuit dérivé et dans le circuit principal. On trouve

quelques indications sur ces effets dans le Mémoire primitif qui contient aussi les courbes très instructives observées avec le tube de Braun et le miroir tournant, lorsqu'on approchait du tube une bobine insérée, soit dans le circuit principal, soit dans le circuit dérivé, soit près du tube à décharges.

Reçu le 25 décembre 1909

Sur la numération des particules α par la scintillation

et sur la grandeur de l'élément de charge électrique

Par Erich REGENER

Institut de Physique de l'Université de Berlin.

L'auteur rappelle d'abord ses expériences préliminaires sur la numération des particules α par la scintillation, expériences qu'il a publiées en avril 1908, et dont on a rendu compte dans ce journal[1].

Les rayons α émis par une préparation de polonium tombaient après un parcours de 1 à 2 cm. sur un écran de sulfure de zinc, constitué par de la poudre cristalline collée sur une lame de verre au moyen de baume de canada. On examinait les scintillations au microscope. Du nombre de scintillations observées pendant un temps donné on déduisait le nombre de particules α émises en une seconde par la préparation de polonium. L'auteur admettait pour faire ce calcul, que toutes les particules donnent, en tombant sur le corps phosphorescent, un éclair visible au microscope, et que l'émission des rayons α est uniforme dans un angle solide de 2π. Il trouvait ainsi 1800 particules α par seconde. Il mesurait ensuite le courant de saturation, dû aux ions produits dans l'air par les rayons α de la même préparation de polonium. En admettant, d'après Rutherford, que le courant transporté par les particules α du polonium dans le vide est $\frac{1}{94\,000}$ du courant de saturation dans l'air, il en déduisait la charge d'une particule qu'il trouvait ainsi égale à 8.10^{-10} U. E. S. Les particules α portent donc deux fois la charge élémentaire qui vaut 4.10^{-10} U. E. S. Quelque temps après les expériences de Regener ont paru celles de Rutherford et Geiger[2] sur les rayons α du radium C. Les conclusions en sont identiques. Les auteurs anglais trouvèrent 4,65 pour la charge atomique. De plus la numération des particules par la méthode électrométrique et par la scintillation donne des nombres voisins, de 1 à 4 pour 100 plus faibles en général par la dernière méthode. Dans les recherches préliminaires de l'auteur, ainsi que dans celles de Rutherford et Geiger sur la scintillation, les conditions expérimentales ne permettaient pas d'espérer une grande précision dans la numération des particules. En particulier, comme les écrans phosphorescents avaient une structure grenue, quelques projectiles α pouvaient venir frapper les intervalles compris entre les cristaux de sulfure de zinc, et échapper ainsi à l'observation.

Dans les expériences qui vont être décrites, on a supprimé cette cause d'erreurs, en se servant de lames minces, homogènes (blende naturelle et diamant) qui ont permis d'effectuer la numération des particules α, avec une grande précision. De plus, on a cherché à éliminer autant que possible l'incertitude qui provient des variations spontanées du rayonnement radioactif, calculées par von Schweidler[1], en comptant un nombre aussi grand que possible de scintillations. Enfin on a évité de déduire du courant de saturation la charge transportée dans le vide par les particules α. Cette charge a été déterminée par mesure directe, sur les préparations qui ont servi à la numération, de manière à obtenir par des expériences directes et indépendantes une nouvelle valeur de la charge d'une particule α et de la charge atomique. La simplicité des conditions expérimentales permet d'espérer une grande précision.

I

L'auteur étudia les différentes substances qui scintillent sous l'influence des chocs des rayons α. Le sulfure de zinc donne les éclairs les plus intenses, en particulier celui que vend la Chininfabrik de Braunschweig, et qui contient du cuivre. Malheureusement il est pulvérulent. La willémite, le diamant, les platinocyanures de potassium, de baryum, de manganèse, de calcium donnent des scintillations plus ou moins nettes.

Je suis arrivé à tailler des lames minces de blende naturelle et de willémite au travers desquelles on pouvait observer les scintillations. Au microscope leur surface semblait bien taillée; on pouvait reconnaître leur structure cristalline par transmission. L'éclat des scintillations était bien plus uniforme qu'avec les préparations de sulfure de zinc que j'avais employées auparavant.

Enfin je découvris que le diamant peut se tailler en lames minces, très lumineuses, et il se manifesta un rapport étroit entre sa couleur et sa propriété de

1. Regener, *Verh. d. deutsch. phys. Ges.* 10 1908 78. Cf. *Le Radium*, 5 1908 180.

2. Rutherford et Geiger, *Proc. Roy. Soc.* A. 81 1908 141 et 162. *Le Radium* 5 1908 257 271.

1. Von Schweidler, 1er Congrès international de Radiologie et d'Ionisation, Liège 1905.

2. Pour le sulfure de zinc artificiel, les impuretés métalliques ont également une grande influence, comme on l'a vu plus haut.

scintiller; lorsque je mis sur une préparation de polonium, une série de petits cristaux de diamants, ce furent les cristaux jaune brun qui s'éclairèrent, tandis que ceux qui étaient incolores restèrent invisibles. La lumière émise par les cristaux actifs, examinée au microscope, était constituée par des points lumineux bien définis. Parmi quelques diamants taillés, qui ont été étudiés, un cristal jaune citron, un second incolore et un troisième faiblement rosé restèrent sombres sous l'action des rayons α, tandis qu'un autre cristal rose et un diamant jaune brun, donnèrent de très belles scintillations.

Ce sont donc les impuretés du diamant qui sont la condition de la fluorescence et de sa capacité de scintiller sous l'influence des rayons α. Il faut noter l'analogie entre cette propriété du diamant et celle des phosphores alcalino-terreux, étudiés par Lenard et Klatt[1] : ceux-ci ne sont phosphorescents que lorsqu'on leur a ajouté un métal. Peut-être l'explication que Lenard et Klatt ont donnée de la phosphorescence s'étend-elle à la scintillation.

Malheureusement, les points lumineux produits par le choc des rayons α sur des lames minces de diamant, de blende et de willémite, ont un éclat notablement plus faible que ceux du sulfure de zinc artificiel. Il a donc fallu perfectionner le montage optique. Comme l'éclat des images données par le microscope dépend avant tout de l'ouverture numérique de l'objectif et que l'ouverture des objectifs à sec ne va que jusqu'à 0,95, il a été nécessaire d'employer un objectif à immersion homogène. La maison C. Zeiss, à Iéna, m'a fourni un apochromat d'ouverture numérique 1.40, et de 3 millimètres de foyer (immersion homogène). J'ai choisi la plus grande distance focale possible avec cette ouverture numérique, car on obtient ainsi, pour un oculaire donné, le grossissement le plus faible et par suite les images les plus lumineuses. C'est l'oculaire compensé n° 2 de Zeiss, combiné avec l'objectif ci-dessus, qui m'a donné les meilleurs résultats.

On obtient ainsi avec un tube de 160 millimètres de long, un grossissement de 167. Dans l'oculaire pouvaient être placés des diaphragmes qui servaient à diminuer le champ.

Les lames minces étaient collées sur la face inférieure d'un gros couvre-objet (fig. 1), fixé à la cire à cacheter sur l'ouverture d'un porte-objet M en laiton. La-dessus se trouvait l'objectif du microscope, mis en contact avec le couvre-objet au moyen d'huile de cèdre. Les rayons α venaient frapper la lame mince par en dessous. La lame de diamant avait un peu plus d'un millimètre de diamètre et 0,1 millimètre d'épaisseur. A cause de sa petitesse, il a été très difficile de la fixer au baume de canada sur le couvre-objet. C'est pourquoi, dans quelques expériences, elle a été collée directement sur une lame de laiton, au-dessus d'un trou de 0,6 millimètre de diamètre. Pour protéger

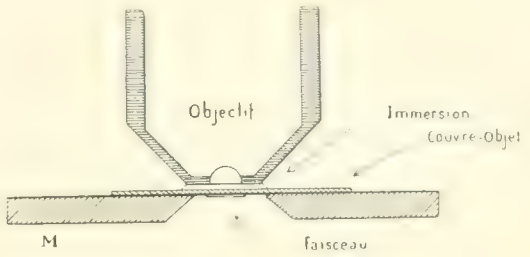


Fig. 1.

la lentille frontale de l'objectif, on a placé alors sur le diamant une lame de mica extrêmement mince (0,01 millimètre environ), noyée dans l'huile. Il a été impossible de déceler une influence quelconque de cette lamelle, sur le grossissement, par exemple.

L'éclat des points de scintillation observables avec ce montage optique, sur des lames de diamant, de blende et de willémite[1], est à peu près le même que celui que donnait le sulfure de zinc artificiel avec l'objectif à sec utilisé auparavant. Par contre, les points lumineux ont presque tous la même intensité, au moins ceux qui se trouvent dans le plan focal; il est rare qu'on aperçoive un point mal défini, dû vraisemblablement à de petits défauts dans le poli de la lame.

Cependant il n'a pas toujours été possible d'obtenir avec une égale netteté tous les points lumineux qui apparaissaient dans le champ. Dans ce cas on a pris soin de mettre au point ceux qui venaient sur le bord du champ de manière à ne compter réellement que ceux qui appartenaient à la région étudiée. Les points qui apparaissaient au centre étaient alors un peu flous; mais il est inadmissible que ce soit là une cause d'erreurs notable dans l'énumération, car même un peu indistincts, les éclairs étaient faciles à voir et à compter. Lorsque les points lumineux étaient bien nets, il a été impossible de leur attribuer des dimensions finies.

La préparation de polonium, qui devait servir aux énumérations, était destinée également à être employée pour les mesures de la charge transportée dans le vide par les particules α. A cet effet, il était désirable d'avoir une préparation aussi active que possible[2]. Mais celle que nous avons utilisée donnait à la limite du parcours des rayons α, dans l'air, un si grand nombre de points de scintillation qu'il était impossible de les compter. C'est pourquoi il a fallu placer le polonium dans le vide à 15 centimètres

1. Lenard et Klatt, *Ann. d. Phys.* IV, 15 (1904), 225, 425, 653.

1. Ces trois substances donnaient [illegible] éclat.

2. Celle qui a servi [illegible] Elle consistait [illegible] sur lequel se trouvait un dépôt [illegible]

environ de la lame mince. Quoiqu'un vide peu élevé eût été nécessaire pour permettre aux rayons α de tomber sur la lame après un parcours de 15 centimètres, il a paru avantageux de pousser l'évacuation plus haut, jusqu'au vide cathodique. En effet, l'éclat des scintillations dépend du chemin que les rayons α ont parcouru dans l'air; ce qui est évident, car les particules se ralentissent en traversant de l'air ou des corps solides[1]. Voici donc le montage qui a servi aux énumérations.

Le tube de verre A (fig. 2), qui était rodé plan à une extrémité B, portait la lame de laiton C collée

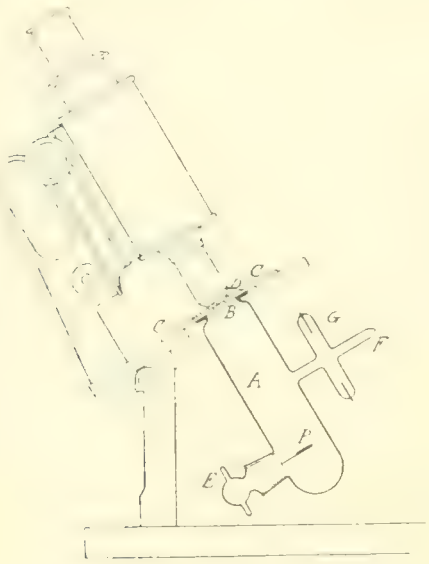


Fig. 2

à la cire à cacheter, et sur laquelle le couvre-objet D et la lame mince étaient fixés comme sur la figure 1. A l'autre bout de A se trouvait la préparation de polonium P, attachée par une tige de laiton au bouchon rodé E. La distance du polonium à la lame mince était 127 millimètres. Par le tube F le récipient A, a été vidé au moyen d'une pompe à mercure jusqu'au vide cathodique, puis fermé à la lampe. Le tube G muni de deux électrodes servait à vérifier le vide par les décharges d'une bobine. Le support en laiton C servait à fixer l'appareil sur la platine d'un microscope de Zeiss. Une petite lampe à incandescence réglable, placée près de A, permettait, pendant les énumérations, d'éclairer la lame mince juste assez pour que l'œil de l'observateur puisse la bien fixer.

L'énumération des points de scintillation ne fut jamais commencée avant que l'œil de l'observateur eût acquis la sensibilité nécessaire. Il fallait pour cela, suivant les cas, 15 minutes ou plus, de repos dans l'obscurité complète. Chaque énumération durait aussi longtemps qu'on pouvait le faire sans trop fatiguer l'œil, en général 5 à 10 minutes: dans certains cas on a pu prolonger, sans dommage, les énumérations jusqu'à la durée maximum de 1/2 heure.

La détermination du nombre des points lumineux se faisait soit avec un appareil de Morse, soit avec un compteur électrique: la mesure du temps s'effectuait soit avec un pendule qui marquait des traits sur le papier de l'appareil de Morse, soit avec un chronomètre.

Par suite des variations spontanées de l'activité (Schweidler), les éclairs dus aux chocs des particules α se suivent à des intervalles de temps très variables[1].

Si on observe, en moyenne, un éclair en 2 secondes, il arrive parfois que 3 ou 4 éclairs apparaissent en même temps dans le champ ou se suivent très rapidement. Comme il est mal commode de compter plus de quatre points lumineux à la fois, il a fallu prendre un diaphragme oculaire tel que le nombre moyen de 1 éclair en 2 secondes ne fût pas dépassé.

Pour déterminer à la fin des énumérations l'étendue du champ découpé sur la lame mince par le diaphragme de l'oculaire, on enlevait de son support en laiton la lamelle avec son couvre-objet et on la posait sur un micromètre de verre (1 millimètre en 100 parties, C. Zeiss) en assurant le contact optique au moyen d'huile de cèdre. On pouvait lire ainsi directement, à travers la lame mince, la grandeur des surfaces découpées par les différents diaphragmes, en se plaçant dans les mêmes conditions que pendant les énumérations.

Si l'on observe z points lumineux pendant le temps t sur une surface f, de la lame mince, située à une distance R du polonium, le nombre Z de particules α émises en moyenne, par seconde, dans une demi-sphère, par la préparation de polonium est

$$Z = \frac{z}{t} \frac{2\pi R^2}{f};$$

comme la lame de polonium (11,4 millimètres de diamètre) n'était pas infiniment petite, il a fallu prendre pour R non pas la distance de son centre à la lamelle de diamant (127 millimètres), mais une longueur un peu plus grande. Cette correction ne dépassait pas 0,1 pour 100.

Ce calcul repose sur l'hypothèse suivante : le nombre des particules α émises par le polonium dans les différentes directions est indépendant de l'angle avec la normale. Cette hypothèse, qui doit être exacte quand le polonium est un dépôt infiniment mince recouvrant le disque de cuivre qui le porte, a été vérifiée par des expériences spéciales.

1. Le nombre des particules ne varie pas pendant ce temps, comme l'ont [illegible] les expériences antérieures.

1. On publiera ailleurs les observations relatives à ces variations et à la loi de Schweidler : $\frac{1}{\sqrt{t}}$.

Le tableau suivant reproduit les données d'une série d'observations faites sur la lamelle de diamant.

Tableau I

N° 1	Date 2	Diaphragme circulaire 3	Nombre de points lumineux 4	Temps en secondes 5	Points lumineux en 1000 secondes 6	Différence avec la moyenne 7
1	6 janv. 09 m.	2	566	966	585	45
2	» »	2	414	755	548	6
3	» »	2	527	945	557	15
4	» »	2	445	855	551	11
5	» »	3	186	650	—	—
6	» »	3	269	850	—	—
7	7 janv. 09 m.	2	481	875	550	8
8	» »	2	550	657	552	10
9	» »	2	464	886	525	19
10	» »	2	569	677	545	3
11	» »	2	592	746	525	17
12	» »	2	477	850	561	19
13	8 janv. 09 m.	2	239	475	503	39
14	» »	2	555	705	504	38

Le diaphragme 2 correspondant à une surface de 0,0685 mm².
— 3 0,0582 mm².

Dans la colonne 6 se trouvent calculés les nombres de points lumineux qu'auraient donnés les différentes énumérations pendant une durée de 1000 secondes. (Les expériences n° 5 et 6 n'ont pas été utilisées, car elles ont été faites avec un autre diaphragme.) En moyenne, il devrait apparaître avec le diaphragme 2 542 points lumineux en 1000 secondes.

Les différences que donne la colonne 7, représentent les écarts entre cette valeur moyenne et les nombres de la colonne 6. D'après von Schweidler, il faudrait, pendant une série d'observations de même durée, donnant en moyenne 542 particules α, s'attendre à trouver un écart moyen de 23 particules autour de la moyenne. L'écart obtenu dans chaque cas particulier peut être naturellement beaucoup plus grand. Comme on le voit sur la colonne 7, les écarts observés pendant les présentes énumérations sont tout à fait de même ordre que l'écart moyen calculé d'après von Schweidler. D'ailleurs, il faut noter que les nombres de la colonne 6 ont presque tous été calculés au moyen de nombres plus petits qu'avait donnés directement l'expérience; les écarts calculables d'après les variations spontanées de l'activité sont donc en réalité, pour presque toutes les expériences, plus grands que 23 particules α en 1000 secondes. Par conséquent, les erreurs dues à l'observation subjective ne peuvent être que petites.

Il a été fait en tout 3 séries d'expériences analogues à celle-ci. Pendant ces trois séries, il a été compté 16 000 points de scintillation. Comme les différentes énumérations ont été effectuées à des jours différents (cf tableau I), et comme la diminution de l'activité du polonium se fait déjà sentir un peu pendant le cours d'une journée, les observations de chaque série ont été réduites à un jour moyen. Pour cela on n'a besoin de connaître qu'une valeur approchée de la constante de temps du polonium, car la correction n'est que de quelques pour cent. A l'aide des observations réduites ainsi à un jour moyen, on a calculé, pour chaque série, la valeur de Z, nombre de particules émises par le polonium en une seconde dans un angle solide de 2π. En prenant la moyenne, on a donné à chaque énumération un poids proportionnel au nombre de points comptés.

On a trouvé ainsi :

1° Par l'énumération de 3197 scintillations sur une lamelle de blende naturelle, faite du 11 au 25 décembre 1908, et réduite au 21 décembre 1908 :

$$Z = 8{,}99 . 10^5 \text{ particules } \alpha \text{ par seconde.}$$

2° Par l'observation de 5532 scintillations sur une lamelle de diamant, faite du 6 au 8 janvier 1909, et réduite au 7 janvier 1909 :

$$Z = 7{,}98 . 10^5.$$

Pour comparer les deux nombres on les a encore une fois réduits au 31 décembre 1908.

Les observations n° 1 donnent ainsi : $Z = 8{,}56 . 10^5$.
2 $Z = 8{,}26 . 10^5$.

En moyenne, et en tenant compte des poids différents des deux séries :

$Z = 8{,}37 . 10^5$ particules α, au 31 décembre 1908, une troisième série d'énumérations a été effectuée avec la lamelle de diamant, à la fin des mesures de courant dans le vide, du 5 au 18 juin 1909.

L'observation de 8081 scintillations a donné, après réduction au 17 juin 1909

$$Z_1 = 5{,}405 . 10^5, \text{ particules } \alpha \text{ par seconde.}$$

Ce nombre, comparé à celui qui a été obtenu au 31 décembre 1908, donne, pour la constante de temps du polonium, $\lambda = 0{,}00535$, le jour étant pris pour unité. Ce nombre est un peu plus grand que celui qui a été déterminé par Marckwald, Greinacher et Herrmann[1], $\lambda = 0{,}00497$. J'ai l'intention de reprendre plus tard la mesure de ce nombre par une autre méthode, car il me semble déjà qu'il existe des indices, d'après lesquels ce nombre serait trop petit.

La distribution du rayonnement émis par la préparation de polonium utilisée a été étudiée en faisant tourner le disque P à l'aide du rodage E (fig. 2), autour d'un axe perpendiculaire à la direction d'observation, et en faisant des énumérations de points de scintillation pour les différentes positions de la préparation. Les angles de rotation étaient lus sur un rapporteur fixé au tube A. La courbe 3 reproduit graphiquement les résultats obtenus : sur l'axe des

1. Marckwald, [illegible] *al Institut [illegible] Berlin*, 2, 1909, [illegible]

abscisses ont été portés les angles, sur celui des ordonnées le nombre de scintillations, à une échelle arbitraire. La courbe montre que jusqu'à un angle

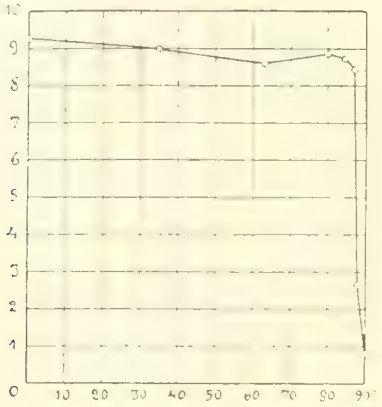


Fig. 3

de 87° le nombre des particules α émises reste constant, aux écarts dus à la variation spontanée de l'activité et aux erreurs d'observation près. C'est seulement à partir d'un angle de 88° avec la normale que le nombre des particules α émises diminue rapidement. Il est probable que la distribution du rayonnement est encore uniforme pour des angles plus petits, et que la diminution vers 88° est due à de petites aspérités de la plaque. Pour les calculs qui vont suivre, on peut admettre que la distribution du rayonnement est absolument uniforme, car seuls y interviennent des rayons qui font un angle inférieur à 80° avec la normale.

II

Le courant que les particules α produisent dans le vide par leur charge positive a été déterminé en mesurant le temps qu'elles mettaient à charger à un potentiel déterminé une capacité connue. On mesure d'abord le temps t_1 pendant lequel la capacité inconnue C_x de l'électromètre à quadrants et des fils de connexion se charge au potentiel V. Puis on intercale une capacité connue C, et on détermine le temps t_2 nécessaire pour charger le système tout entier au potentiel V[1].

Dans la première expérience, on a $i = \frac{C_x V}{t_1}$; dans la deuxième $i = \frac{(C + C_x) V}{t_2}$. D'où $i = \frac{C V}{t_2 - t_1}$. Cette formule est indépendante de la capacité des fils de connexion et de l'électromètre, qui varie avec la déviation de l'aiguille. On a mis un soin particulier à la construction d'une capacité bien définie et calculable, qui devait être mise en parallèle avec l'électromètre dans la deuxième mesure.

1. Une méthode analogue a été [illegible] par Rutherford. *Radioactivity*, 1907, 105.

L'auteur a employé un condensateur cylindrique à tube de garde (fig. 4). La capacité calculée est de 62,7 cm. La mesure effectuée à la physikalisch technische Reichsanstalt a donné 65,4 cm. ou $70,6 \cdot 10^{-12}$ farad. C'est cette dernière valeur que l'auteur adopte.

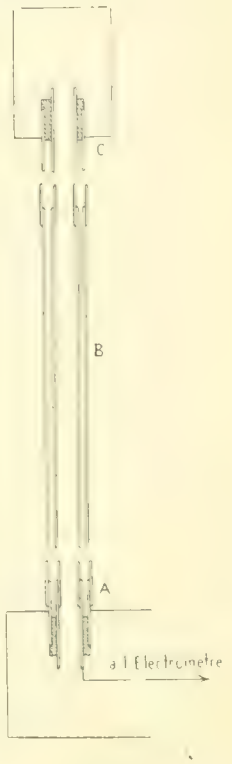


Fig. 4

Le dispositif qui a servi à la mesure du courant dans le vide est représenté sur la figure 5. Le tube de verre A est fermé d'un côté par une lame de laiton B, qui y est mastiquée, et à laquelle est fixé par un bouchon d'ambre C le disque polonium P. A la lame B est également soudé le cylindre de laiton D qui porte un diaphragme circulaire E. Celui-ci empêche les rayons du polonium, dont l'angle avec la normale dépasse une certaine valeur, de pénétrer dans l'espace situé à gauche de E. C'est là que se trouve le récepteur cylindrique F dont les bords vont jusqu'au voisinage immédiat de E, de façon que tous les rayons qui traversent E soient recueillis par le récepteur. Ce récepteur communiquait par une tige isolée à l'ambre avec une des paires de quadrants d'un électromètre Dolezalek. Cette tige était enfermée dans un cylindre de laiton communiquant avec le sol. De même le tube A était protégé par l'enveloppe de clinquant G. A pouvait être mis en communication avec une pompe et un récipient contenant du charbon de noix de coco. N et S étaient les deux pièces polaires d'un électro-aimant moyen.

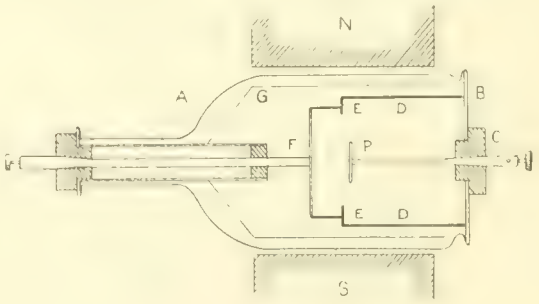


Fig. 5

Voici la marche d'une expérience. On soudait au tube deux récipients contenant du charbon de noix de coco. Le tout était mis en communication avec une trompe de Sprengel de modèle réduit. On chauffait les deux récipients à charbon vers 560° - 400°, et on

faisait marcher la trompe jusqu'à ce que le bruit violent des gouttes de mercure en tombant annonçât un vide élevé. Si alors on abaissait la température du charbon de noix de coco à 500°, la pression, mesurée à la jauge tombait à 0,0001 ou 0,0002 millimètre. A ce moment on supprimait à la lampe la communication avec la trompe et on plongeait pendant 2 à 3 jours l'un des récipients à charbon dans l'air liquide puis on l'enlevait à la lampe; on portait le tube A entre les pôles d'un électro-aimant et on plaçait le deuxième récipient à charbon dans l'air liquide. Cette méthode permet d'atteindre un vide suffisant pour que l'influence de l'air résiduel ne se fasse sentir que très peu dans les mesures du courant transporté par les particules α.

En l'absence de tout champ magnétique le récepteur prend une charge négative due aux rayons lents émis par le polonium. En présence du champ, le récepteur prend une charge positive qui croît d'abord lorsque le champ augmente mais devient bientôt constante et indépendante du champ à partir d'une certaine limite. Cette limite était déjà atteinte pour un courant magnétisant de 5,5 ampères. Toutes les mesures ont été effectuées avec un courant de 14 ampères (1500 gauss). Le champ magnétique élimine également l'influence des rayons secondaires très lents émis par le récepteur sous l'action des rayons α [1].

J'ai étudié ensuite l'influence d'un champ électrique entre la lame de polonium P et le récepteur F. Pour cela on établissait entre le polonium et le diaphragme E une tension de quelques volts.

Le champ électrique permet de déceler la présence du gaz résiduel [2] : le courant d'ionisation s'ajoute au courant dans un champ positif, s'en retranche dans un champ négatif. Lorsque le courant de l'électro-aimant était de 5 ampères : pour

0 volt, l'élect. déviait de	50 divis. (cm)	en	251,9″
← 6 volts	50		245,1″
← 12 volts	50		244,1″
6 volts	50	→	257,9″
12 volts	50		257,8

Comme le montre le tableau, la moyenne des courants pour un champ positif et négatif est égale à la valeur du courant par un champ nul. Dans les mesures définitives on a donc opéré sans champ électrique.

Pour éliminer l'influence du défaut d'isolement de l'électromètre, on lui donne au préalable une charge négative et on mesure le temps qu'il met à passer d'une division donnée d'un côté du zéro, à la même division de l'autre côté.

Le zéro étant à 50 on trouve, en réduisant toutes les mesures à un jour déterminé (le 21 mai 1909) que l'électromètre met pour passer de la division 35 à la division 65, un temps $t_1 = 254,2''$ (25 observations), et avec le condensateur cylindrique, un temps $t_2 = 423,7''$ (20 observations). Des expériences spéciales ont montré que la charge de l'effet spontané de l'électromètre par effet volta est négligeable (0,6 cm. par heure).

A l'aide des données ci-dessus on peut calculer i par la formule

$$i = \frac{CV}{t_1 - t_2}$$

C est la capacité du condensateur cylindrique, V le potentiel correspondant à une déviation de 35 à 65 centimètres, et qui est égal à 0,2294 volt ou 0,000765 U. E. S.

On en tire

$$i = \frac{65,4 \quad 0,000765}{178,5} = 0,0002715 \text{ U. E. S.}$$

i est le courant transporté par les particules α qui traversent le diaphragme. On a déterminé graphiquement quelle fraction ceci représente du courant total émis par le polonium dans une hémisphère. Le diamètre de la lame de polonium était de 11,194 millimètres, celui du diaphragme circulaire E de 21,61 millimètres, la distance du plan du diaphragme à celui de la lame de 2,858 millimètres. Un dessin assez grossier a montré que le diaphragme arrête 28,21 pour 100 du rayonnement total; deux dessins plus exacts ont donné 27,94 et 27,96 pour 100. Il faut donc multiplier la valeur de i par $\frac{100}{72,05}$.

On trouve ainsi pour le courant total au 21 mai 1909 : $i = 0,000577$ U. E. S.

Au 17 juin 1909, les énumérations avaient donné

$$Z = 5,405 . 10^5 \text{ particules } \alpha \text{ par seconde [1].}$$

En réduisant au 21 mai 1909 au moyen de la constante de temps mesurée par les énumérations mêmes on trouve :

$$Z = 5,955 . 10^5 \text{ particules } \alpha \text{ par seconde}$$

En divisant le courant i des particules α par leur nombre, on trouve pour leur charge

$$E = \frac{0,000577}{5,955 . 10^5} = 9,58 . 10^{-10} \text{ U. E. S.}$$

Si on admet que la charge d'une particule α est le double de la charge élémentaire, on trouve pour celle-ci :

$$e = 4,79 . 10^{-10} \text{ U. E. S.}$$

1. Dans ces expériences le récepteur n'était pas recouvert d'une feuille d'aluminium, car celle-ci donnait lieu à des perturbations. Dans ce cas la charge négative en l'absence du champ magnétique était égale, en valeur absolue, à la charge positive, en sa présence.

2. Rutherford, *Radioactivity*, 107.

1. Lu pour un la constante de temps ne [illegible] rations, il est indifférent [illegible] de la première [illegible] rations 31 décembre 1908 [illegible]

2. Si on prend la constante de temps [illegible]

Cette valeur est en bon accord avec celle qu'ont trouvée Rutherford et Geiger, par énumération électrique des particules α du radium C et mesure directe des charges qu'elles transportent dans le vide. Les deux séries de mesures de Rutherford et Geiger donnent pour e les valeurs 4,6 et 4,7, en moyenne 4,65. La valeur que j'ai trouvée est encore en bon accord avec celle que Planck a calculée à partir des constantes du rayonnement : $e = 4{,}69.10^{-10}$ U. E. S.

L'erreur possible du nombre donné ci-dessus est la somme de celles des énumérations et des mesures du courant dans le vide. La mesure du courant doit être exacte à 1 pour 100 près environ. Pour les énumérations s'introduit l'incertitude due aux variations spontanées de la radioactivité. Comme la mesure du courant a été faite peu de temps avant la série d'énumérations du 17 juin 1909, ce sont les erreurs de cette dernière qui sont les plus importantes. L'écart moyen sur 8000 particules est de 1,1 pour 100. L'erreur réelle peut être naturellement plus grande; il est donc difficile de fixer une limite d'erreur possible. Là-dessus viennent s'ajouter les erreurs subjectives pendant l'énumération. Celles-ci semblent être inférieures à 1 pour 100. On peut donc évaluer l'exactitude de la valeur de la charge élémentaire à 5 pour 100 environ. Le nombre N de molécules contenues dans 1 centimètre cube de gaz sous les conditions normales est, d'après la valeur de la charge atomique[1] :

$$N = 2{,}70.10^{19}$$

[Traduit et extrait par E. Bauer[2].

Reçu le 25 décembre 1909.

naturellement pour les deux séries d'énumérations, deux valeurs un peu différentes $e = 4{,}84$ et $e = 4{,}54$. La valeur moyenne $e = 4{,}69$ ne diffère pas beaucoup du nombre adopté ci-dessus.

1. *Conduction of Electricity through Gases*. 2. Ed. p. 646.

2. Thomson, *Phil. Trans.* A. **190** 1907 471.

Sur la distribution des rayons Röntgen émis par un tube focus

Par G. W. C. KAYE

Trinity College, Cambridge.

Ce mémoire est l'exposé de quelques expériences préliminaires sur la distribution des rayons Röntgen, produits dans les conditions d'un tube focus moderne. Ces expériences ont été entreprises au commencement de l'année 1909 et sont actuellement en cours d'exécution, mais il a paru utile de présenter les résultats déjà acquis pour les raisons qui vont suivre.

La distribution des rayons X au moment où ils émanent de leur source, a attiré l'attention, même dans les cas des formes les plus primitives des tubes de Röntgen, dans lesquelles ces rayons étaient produits par le choc des rayons cathodiques contre les parois de verre du tube. J. J. Thomson[1] a remarqué que, dans ce cas, il y avait plus de rayons X correspondant à une émission normale qu'à une émission oblique; il a expliqué ce fait par l'absorption et l'affaiblissement plus grands des rayons obliques qui ont un plus long parcours dans le verre.

J. J. Thomson a montré de plus, en se servant d'une pellicule photographique hémisphérique, que le choc des rayons cathodiques contre un obstacle plan faisant 45° avec le faisceau, s'accompagne d'une émission de rayons X à peu près uniforme dans toutes les directions jusqu'à ce qu'on arrive au voisinage du plan du plateau.

S. P. Thompson[2] a observé aussi en 1897 que l'intensité reste à peu près uniforme jusqu'à un certain angle rasant où elle s'annule brusquement. Campbell Swinton[4] a observé, avec une anticathode inclinée à 45° sur le faisceau cathodique, que les rayons incidents normaux sont plus aptes à produire des rayons Röntgen que les rayons obliques.

Les résultats de Swinton avec les rayons X et les rayons cathodiques réfléchis peuvent se résumer ainsi : lorsque l'angle d'incidence des rayons cathodiques diminue, la production de rayons X s'accroît, le nombre des rayons cathodiques réfléchis diminue et la charge (négative) reçue par l'anticathode s'accroît[5].

Il reste à noter au sujet de la distribution des rayons X les deux résultats suivants : Ham[6] et Bordier[7] ont montré indépendamment l'un de l'autre qu'il y a une absence complète d'uniformité dans la distribution des rayons émis par un tube focus du type ordinaire. Dans un plan déterminé par le faisceau cathodique et la normale à l'anticathode, l'intensité est maximum dans une direction faisant un angle de 60° avec la

1. En admettant pour la charge d'un ion gramme monovalent 96580 coulombs.

2. Mémoire présenté à la *Koniglich Preussischen Akademie der Wissenschaften* le 22 juillet 1909.

3. Travail présenté à la *Royal Society of London* le 9 Décembre 1909, communiqué par M. J. J. Thomson.

4. Swinton, *Roy. Soc. Proc.*, **63** 1898 452.

5. Pour des angles d'incidence supérieure à 50° l'anticathode reçoit une charge positive.

6. Ham, *Amer. Assoc. Adv. Science*, Janvier 1908.

7. Bordier, *Archives Electr. Medicale*, **16** 1908 299.

normale et diminue brusquement suivant une loi cosinusoïdale à partir de cette direction[1].

Le tube Röntgen, dans lequel les rayons cathodiques sont dirigés sur une anticathode inclinée à 45° sur le faisceau, a été introduit par Jackson et est devenu le modèle universel. Il a réalisé un tel progrès sur ses prédécesseurs (dans lesquels les parois agissaient comme anticathode) que beaucoup de ses inconvénients n'ont pas été examinés suffisamment.

1° L'obliquité de l'anticathode sur le faisceau cathodique tend à accroître la surface d'émission des rayons X. L'étude photographique a montré que plus cette surface est petite, mieux défini est le faisceau de rayons X ;

2° Dans la plupart des cas il n'est pas possible de supprimer entièrement avec un tube fonctionnant sur bobine, les courants inverses nuisibles. En tenant compte de la disposition de l'anticathode, on voit que le faisceau des rayons cathodiques, qui pendant la phase inverse part de l'anticathode, rencontre le verre et augmente considérablement le danger d'une étincelle perçant le tube.

On peut remédier à ces deux inconvénients en faisant tourner l'anticathode de 45°, jusqu'à la rendre parallèle à la cathode. De plus, on se trouve dans le cas de l'incidence normale pour les rayons cathodiques. Il reste à vérifier le fait expérimentalement et à voir si par suite de cette modification il y a perte ou gain au point de vue de l'efficacité du rayonnement.

Appareil.

La figure 1 représente un tube de Röntgen construit dans ce but. L'anticathode (en platine) est montée sur un pivot et peut tourner autour d'un axe vertical, grâce à un dispositif magnétique que l'on comprend facilement par l'examen de la figure. Un petit trou, ménagé dans un écran de plomb, à la hauteur du plan horizontal passant par les centres de l'anticathode et de la cathode concave, permet l'accès d'un faisceau de rayons X (d'environ 5 degrés) dans une chambre d'ionisation. Le tube pouvant tourner autour du joint J, une seule chambre d'ionisation suffit pour la mesure de l'intensité des rayons X dans un azimut quelconque. Ces mesures ont été faites avec un électroscope Wilson étalonné, en tenant compte des conditions habituelles d'isolement et de protection. Un tube à charbon entouré d'air liquide pouvait être relié à l'ampoule par un tube capillaire. Grâce à cette disposition, il était possible de maintenir la pression très constante pendant un temps considérable.

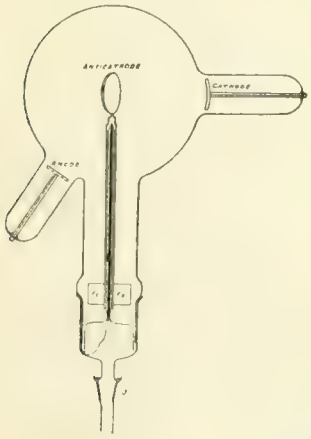


Fig. 1.

La décharge était produite par une bobine d'induction, et le potentiel mesuré par la longueur (entre deux sphères polies) de l'étincelle alternative. L'anticathode, à terre, était reliée métalliquement à l'anode. L'examen ultérieur de la paroi du tube a montré qu'elle était d'une épaisseur uniforme (d'environ 0,05 cm.), ce qui a facilité la réduction des observations.

Résultats.

Un accident arrivé au tube a arrêté momentanément les opérations, mais quelques-uns des résultats obtenus sont intéressants à noter.

J'ai d'abord examiné le cas de l'incidence normale des rayons cathodiques avec une anticathode épaisse.

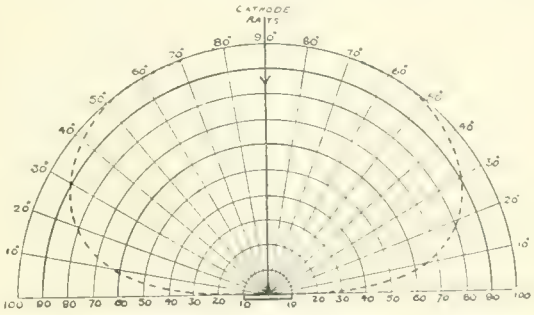


Fig 2 – Anticathode epaisse de Pt long d étincelle 8 cm, sans ecran

Fig. 2.

La figure 2 montre aisément la distribution des rayons X, la longueur du rayon vecteur dans une direction quelconque étant proportionnelle à l'intensité dans cette direction. Une région de 20 degrés de chaque côté de la normale n'a pu être explorée par suite de la présence de la cathode. On voit que, pour recueillir les plus fortes intensités du rayonnement dans un tube disposé comme celui-ci, il ne faut pas dépasser un angle de 50 degrés de part et d'autre de la normale à l'anticathode; il y a une chute importante de l'intensité quand on s'approche de l'angle rasant. Lorsque le tube est durci et que des rayons cathodiques plus rapides bombardent l'anticathode, la chute de l'intensité est moins prononcée, ce qui s'explique d'ailleurs par l'absorption moindre des rayons obliques.

J'ai l'intention d'obtenir des courbes analogues pour des anticathodes très minces, dans lesquelles la dispersion des rayons cathodiques peut ne pas être complète. La distribution des rayons X émis dans ces

1. Kaye, Rayons de Röntgen, *Science Progress*, Octobre 1899.

conditions donnera des résultats très intéressants[1].

J'ai obtenu les courbes de distribution correspondantes pour des positions obliques de l'anticathode. La figure 5 représente les résultats obtenus dans l'un de ces cas. La distribution des rayons mous n'est pas

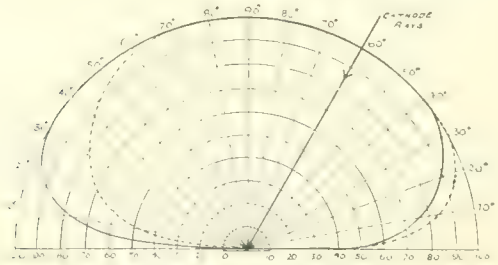


Fig. 3 - Anticathode épaisse de Pt, épaisseur d'étincelle R=... sans écran ; ne point tuée ; écran Al d'épaisseur 14 mm. - Ligne pleine

Fig. 5.

tout à fait symétrique autour de l'anticathode, ce qui est probablement dû à un manque d'uniformité dans l'épaisseur de l'ampoule. On obtient une distribution plus uniforme quand on arrête les rayons mous par un écran et ne considère que les rayons durs. On a donné la valeur 100 à l'intensité maxima pour les rayons mous et durs. Comme précédemment, plus le tube est dur, plus la chute de l'intensité est brusque quand on approche du plan de l'anticathode, quoique cette chute ne soit pas aussi brusque que l'ont dit certains expérimentateurs d'après les expériences de fluorescence.

On pourrait peut-être dire que, dans les cas d'incidence oblique, il existe évidemment une région d'intensité maximum, située généralement aux environs de l'angle de réflexion spéculaire des rayons cathodiques. Pourtant je n'insisterai pas sur ce point avant d'avoir obtenu un plus grand nombre de courbes : dans la figure 5, par exemple, le maximum qui semblerait devoir être rencontré, pour les rayons durs, à environ 15 degrés de la normale, n'est pas marqué.

On peut remarquer, avec la même réserve, que dans le cas de l'incidence normale, une intensité maxima semble exister à un angle d'environ 55 degrés de chaque côté de la normale. Sans doute, une telle réflexion spéculaire quelconque serait plus prononcée avec une anticathode d'aluminium. Je rappelle ce point : Campbell Swinton[2] a montré que les rayons cathodiques peuvent en partie subir une réflexion régulière, et puique le choc des rayons réfléchis contre les parois de verre engendre les rayons X, l'excès de rayons dans une telle direction aurait dans tous les cas une explication partielle.

J'ai montré dans une note présentée à la Société Royale[1] que les rayons Röntgen d'une anticathode quelconque peuvent se diviser en deux groupes, l'un qui est homogène, et l'autre qui ne l'est pas. La portion homogène (rayonnement mou), est caractéristique du radiateur, la dureté du rayonnement dépendant du poids atomique de l'anticathode, et un peu seulement de la dureté du tube : le coefficient d'absorption est en accord avec celui de la radiation Röntgen secondaire homogène du métal. La qualité de la portion hétérogène et dure ne dépend pas du radiateur mais seulement du tube : l'intensité est proportionnelle au poids atomique. Si le tube est suffisamment mou, presque toute la radiation est homogène. Il serait intéressant de rechercher l'effet sur la distribution lorsque le tube est durci et que le faisceau de rayons a changé de nature.

Obliquité de l'anticathode.

La dureté et l'intensité des rayons X (pour la direction la plus favorable dans chaque cas) ont été trouvés, pour une très longue série de mesures, indépendantes de l'obliquité de l'anticathode de platine. Dans quelques cas, la condition d'incidence normale a donné les résultats les plus avantageux, mais la supériorité n'était pas grande. La fluorescence de l'ampoule, qui est due aux rayons cathodiques secondaires de l'anticathode croissait d'une façon très marquée et très frappante, à mesure que l'écart par rapport à l'incidence normale devenait plus grand, mais les rayons X n'ont pas manifesté une variation correspondante.

La position à 45°, universellement employée dans les tubes focus modernes, ne présente donc aucun avantage de plus que toute autre position. En effet, l'incidence normale des rayons cathodiques est préférable puisqu'elle répond aux objections dont j'ai précédemment parlé. Bien plus, les effets désastreux des courants inverses peuvent, avec une incidence normale, être complètement supprimés, par l'emploi d'une anticathode très concave. Le faisceau inverse des rayons cathodiques venant de l'anticathode serait alors reçu entièrement par la cathode et le faisceau de rayons X pourrait être limité à la zone d'intensité maximum.

Je viens d'apprendre que MM. Muller de Hambourg, viennent de faire un nouveau tube — le tube focus central — dans lequel la condition d'incidence normale est satisfaite. Il n'y a pas de doute qu'un tel tube sera reconnu meilleur que le modèle ordinaire et aura une importance commerciale considérable.

Je ne vois pas d'autres bonnes raisons à cette pratique invariable de mettre une anode en aluminium dans un tube de Röntgen que de réduire l'émission de l'anticathode qui a lieu avec les courants inverses.

1. Kaye, On the Emission of Röntgen Rays from thin Metallic Sheets. *Proc. Camb. Phil. Soc.* October 1909.

2. Campbell Swinton, *Roy. Soc. Proc.*, 64 1898 517.

1. Kaye, *Phil. Trans.* A. 209 1908 125

Il est tout à fait probable, pourtant, qu'avec une incidence normale et une anticathode en forme de sphère, la présence d'une anode deviendrait tout à fait inutile, car presque tout le métal émis se déposerait sur la cathode, où il ne présenterait aucun inconvénient. L'absence d'anode aurait l'avantage de simplifier la construction du tube.

Le tube à rayons X modèle devrait avoir une cathode concave en aluminium, ou mieux en tantale (cathode refroidie d'une façon quelconque) faisant face parallèlement à une sphère de métal dense ou à une anticathode de tantale. Le refroidissement de la cathode diminue la tendance au durcissement du tube par l'usage. De plus, le tantale a un point de fusion très élevé et n'a pratiquement pas d'émission. Je remercie MM. J. J. Thomson et W. H. Bragg pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

[Reçu le 20 décembre 1909]

Chaleur développée pendant l'absorption de l'électricité par les métaux[1]

Par O. W. RICHARDSON et H. L. COOKE

[Laboratoire de Physique, Princeton University.]

En 1901[2], l'un de nous a montré que les phénomènes accompagnant l'émission d'électricité négative par les corps chauds pouvaient s'expliquer par l'hypothèse que les électrons qui, dans la théorie électronique de la conductibilité métallique, se meuvent librement à l'intérieur du métal, atteignent aux températures élevées une énergie cinétique suffisante pour leur permettre de vaincre les forces qui les maintiennent à l'intérieur du métal et peuvent ainsi s'échapper. En étudiant la façon dont varie le courant thermionique avec la température du métal, on a pu calculer la différence des énergies potentielles relatives d'un électron à l'extérieur et à l'intérieur du métal. Quelque temps après, on a pu montrer[3] que l'existence de cette différence entre les énergies potentielles implique une perte d'énergie thermique pour la substance, quand les électrons s'en échappent, et établir que cet effet doit croître très rapidement avec la température, à tel point qu'à des températures suffisamment élevées, la perte d'énergie relative à ce phénomène serait plus grande que celle qui provient de la radiation thermique. Un effet de cette nature a récemment été découvert par Wehnelt et Jentzsch[4].

Une autre conséquence de l'existence de cette différence d'énergie potentielle consiste en ce que le passage d'électrons, ayant une énergie cinétique négligeable, à l'intérieur d'un métal, doit s'accompagner d'une quantité de chaleur égale à la différence d'énergie potentielle relative à chaque électron, multipliée par le nombre d'électrons pénétrant dans le métal. Les expériences que nous avons faites montrent que cet effet existe et qu'il est de l'ordre de grandeur prévu.

La méthode consiste à forcer les électrons, émis par deux filaments d'osmium portés à haute température, à s'écouler sur un grillage en fil fin de platine, servant de bolomètre et placé dans un bras d'un pont double de Wheatstone. La disposition de ce pont double permettait d'obtenir l'équilibre du galvanomètre dans chaque expérience lorsqu'un courant thermionique parcourait le bolomètre. La variation de la résistance du bolomètre par unité de courant thermionique était mesurée pour différents voltages maintenus entre celui-ci et les extrémités négatives des filaments.

Pour étalonner le bolomètre on y produisait une variation connue de courant, et on mesurait la variation correspondante de résistance due à l'échauffement. On pouvait alors exprimer l'énergie reçue par le bolomètre pour l'unité de courant thermionique, en fonction de la chute de potentiel à laquelle les électrons sont soumis pour produire l'effet observé. La valeur obtenue était désignée par « effet en volt ».

Si l'on porte en ordonnées l'effet en volt E, et en abscisses le potentiel négatif à l'extrémité négative du filament, la courbe représentative de la relation entre ces deux grandeurs est sensiblement une droite. Cette courbe, cependant, ne coupe pas l'axe des ordonnées au point $E = o$, mais au voisinage de E = 3 volts, ce qui montre que quand les électrons ne sont soumis à aucune différence de potentiel dans un champ, ils peuvent encore produire un effet calorifique équivalent à celui qui existerait s'ils avaient reçu une énergie correspondant à une différence de potentiel d'environ 3 volts. Comme Richardson et Brown[2] ont montré que l'énergie cinétique naturelle avec laquelle les thermions sont émis ne correspond environ qu'à 1/30 de volt, il faut conclure qu'il y a, au moment

1. Richardson O. W., *Camb. Phil. Proc.*, **11** (1901) 286.
2. Richardson O. W., *Phil. Trans.*, A, **201**, 497.
3. Wehnelt et Jentzsch, *Ann. der Phys.*, IV-**28**, 537.

1. Note publiée dans *Nature*, **82** (1910) 278.
2. Richardson et Brown, *Phys. Mag.*, VI-**16**.

où les électrons pénètrent dans le métal, libération d'énergie potentielle correspondant à l'énergie reçue pour une différence de potentiel d'environ 3 volts.

Les expériences ont été faites jusqu'ici avec des potentiels variant de 2 à — 9 volts, la chute de potentiel le long des filaments, due au courant d'échauffement, variant de 3 à 3,7 volts. Actuellement, des modifications apportées dans le dispositif expérimental permettront d'obtenir une plus grande précision dans les mesures. Il semble probable que, étant donné certaines imperfections de l'appareil utilisé jusqu'ici, les valeurs obtenues sont trop faibles.

(Traduit de l'anglais par Gaston Danne.)

[Reçu le 12 janvier.]

ANALYSES

Radioactivité

La désintégration atomique multiple. — Frédérick Soddy. (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 739-744.) — « La cause de la désintégration atomique reste inconnue. Le fait que la vie moyenne des atomes est la même, qu'il s'agisse d'atomes nouveaux ou d'atomes ayant survécu un grand nombre de fois déjà à la période moyenne, conduit à penser que la cause de désintégration est extérieure à l'atome. Il est difficile cependant d'admettre qu'elle soit localisée dans un espace extérieur à l'atome, il semble plus probable qu'elle réside dans l'atome lui-même, mais sans être influencée par lui. » Soddy pose la question suivante : « A un instant donné plusieurs genres d'instabilité ne peuvent-ils coexister dans l'atome? »

L'uranium, par exemple, peut donner naissance à deux séries de produits de désintégration, ne peut-on admettre qu'à l'intérieur du même atome les deux modes de désintégration existent simultanément ?

L'auteur montre qu'en admettant que les lois de la désintégration simple continuent à s'appliquer à chacune des deux désintégrations en cours, comme si elle était seule, les faits expérimentaux se trouvent encore exactement représentés. Rien encore cependant ne permet d'affirmer l'existence véritable de cette double désintégration qui demeure une hypothèse. J. Saphores.

Le produit ultime de désintégration de la série de l'uranium. — J. A. Gray. (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 816-818.) — **Boltwood** (*Am. Journ. Sc.*, **20** 255 et **22** 77) a montré que dans les minerais primaires d'uranium le rapport du plomb à l'uranium est le même pour des minerais de même âge, et d'autant plus grand que le minerai est plus ancien. Ce sont précisément les conditions que doit remplir le produit final ou tout produit inactif. Cependant tous les minerais étudiés contenaient un grand nombre d'autres substances et il se pourrait que le plomb s'y soit introduit autrement que comme produit de la série de l'uranium. Il existe certains minerais de constitution récente ne prêtant pas à cette objection : ce sont des phosphates hydratés d'uranium, de calcium et de cuivre. Ces minerais doivent, s'ils sont assez vieux, fournir au spectroscope les raies du produit final de la série.

Dans tous les échantillons de natures et de provenances diverses qu'il a étudiés, J. A. Gray a pu observer les raies du plomb. L'analyse spectroscopique de ces minerais tend donc à confirmer que le plomb est bien le produit final de la série de l'uranium. J. Saphores.

Sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux radioactifs. — Mlle Gleditsch (*C. R.*, **149** (1909) 267-268). — L'auteur a recherché expérimentalement l'ordre de grandeur des erreurs introduites par la méthode employée dans la détermination du rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux radioactifs : la correction est faible et ne change pas les résultats précédemment donnés établissant la non existence dans les minéraux actifs d'un rapport constant entre l'uranium et le radium.

La détermination de ce rapport pour chaque minéral est intéressante :

Une autunite de France	2.85×10^{-7}
Une pechblende de Joachimstahl. . . .	5.58×10^{-7}
Une thorianite de Ceylan.	4.19×10^{-7}

Ces valeurs, quoique différentes, sont du même ordre de grandeur, ce qui n'exclue pas la filiation possible entre l'uranium et le radium. Ces premiers résultats montrent que le rapport est d'autant plus grand que l'origine du minéral est plus ancienne et Mlle Gleditsch pense que la formation du radium par l'uranium n'est pas directe, mais qu'il existe des produits intermédiaires d'une vie longue par rapport à celle de l'uranium ; une autre hypothèse consiste à penser que la vitesse de transformation dépend de la présence de certains éléments dans le minéral.

Gaston Danne.

Sur la relation entre l'uranium et le radium. — F. Soddy (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 846-858). — Les mesures de l'auteur montrent que dans des solutions d'uranium, purifiées il y a trois et quatre ans, la production de radium est proportionnelle au carré du temps. Les dates des purifications sont les suivantes : 24 octobre 1905, 14 août 1906, 15 décembre 1906. En partant des résultats fournis par les deux premières, on trouve que la substance qui donne naissance au radium aurait une période de 18500 ans. La production de radium dans la troisième est moindre qu'on aurait pu s'y attendre, si la loi de production était la même que pour les autres. Ces résultats soulèvent l'hypothèse d'un corps, l'uranium A, intermédiaire entre l'uranium X et le parent immédiat du radium.

Ed. Sayles.

Production de l'uranium X, et rayons émis par ce corps. — F. Soddy (*Phil. Mag.*, **12** (1909) 858-865). — On pouvait s'attendre à ce que, pendant la décroissance du rayonnement β de l'uranium X, on puisse observer la production d'un rayonnement α, allant en s'accroissant au fur et à mesure que le rayonnement β diminue ; l'auteur a utilisé dans ce but les préparations très intenses d'uranium X qu'il avait séparées, et n'a rien observé de semblable. Il y a néanmoins un rayonnement γ constant,

mais dû à un corps présent dès le début des opérations. Keetmann avait remarqué du reste que l'uranium X, et la substance qui donne naissance au radium se séparent ensemble, et ont les mêmes propriétés chimiques, il ne semble pas que le second soit un produit direct de l'uranium X, si même il en est un. Même s'il y avait un corps nouveau à période de plusieurs années dans la série uranium A, on aurait observé un accroissement du rayonnement α, son existence réduisant considérablement la période du corps produisant le radium, et augmentant ainsi la production en rayons α.

Ces résultats ne se concilient pas avec la production de radium par l'uranium, en supposant que l'uranium X produit le corps donnant naissance au radium. L'auteur suppose que l'uranium X est plutôt dans la série du radium que dans celle de l'actinium. Ed. Salles.

Sur la présence de l'ionium dans les résidus de pechblende. — **S. Meyer et E. v. Schweidler** (*Kais. Akad. d. Wiss. in Wien*, 11 juin 1909). Des résidus de fabrication du radium, Auer v. Welsbach a séparé : 1° un oxalate de lanthane riche en actinium ; 2° un oxyde de thorium riche en ionium. Ce second produit émet un rayonnement α bien plus intense que celui du thorium et dont le parcours dans l'air est 2,4 cm. La quantité d'ionium contenu dans ce produit est 12 à 40 fois supérieure à celle sur laquelle a opéré Boltwood ; on espère pouvoir reproduire avec plus de précision les expériences de cet auteur. Léon Bloch.

Sur une méthode d'enregistrement de la longueur du parcours des rayons α et sur une particularité de ce parcours. — **B. Szilard** (*C. R.*, **149** (1909) 271-273). — L'auteur a imaginé une méthode sensible pour mesurer le parcours des rayons α par la scintillation. On dispose sous un certain angle un écran de sulfure de zinc en face d'une couche de la matière rayonnante placée horizontalement ; la scintillation cesse alors, à partir d'une région de l'écran, telle que la distance entre l'écran et la couche de matière active dépasse la longueur du parcours des rayons α étudiés ; si on place une plaque photographique directement sur l'écran de sulfure de zinc, cette plaque est impressionné, et connaissant l'inclinaison de la plaque et la limite extrême de l'impression, on peut calculer le parcours. La méthode appliquée aux rayons α du polonium a donné un parcours inférieur de 2 mm. au moins à celui mesuré par l'ionisation. G. Danne.

Sur le retard que les feuillets métalliques et les gaz font subir aux particules α. — **T. S. Taylor** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 604-619). Les équivalents dans l'air[1] des feuilles de métal décroissent avec la vitesse des particules α qui les traversent ; le phénomène est très faible, pour les lames de faible épaisseur de métaux légers, et pour des particules α très rapides, mais il devient plus marqué pour des faibles vitesses ou des épaisseurs plus fortes. Pour des feuilles de métaux différents ayant des équivalents dans l'air égaux, les variations ont lieu proportionnellement à la racine carrée des poids atomiques.

Dans les cas de couches gazeuses formées par de l'hydrogène, les équivalents dans l'air augmentent comme la vitesse de la particule augmente, ils sont constants pour le papier et le celluloïde. Mais pour ces derniers corps, les équivalents dans l'hydrogène diminuent comme la vitesse de la particule diminue, et dans le cas du celluloïde, la décroissance est numériquement égale à l'accroissement de l'équivalent dans l'air que subit une couche d'hydrogène d'épaisseur correspondante.

1. Voir *Radium*, 6 (1909) 57.

Il est extrêmement probable qu'il y a perte d'énergie d'autant plus grande, lorsque les particules α traversent des substances à poids atomique d'autant plus élevé, quand leur vitesse est considérable, mais cette différence diminue jusqu'à ce que pour des faibles vitesses la perte d'énergie est d'autant plus faible que la substance a un poids atomique plus faible. L'auteur pense que le maximum d'ionisation présenté par les courbes de Bragg, au point où la vitesse des rayons α est faible est due au moins en partie à ce que la perte d'énergie y est plus considérable.

Ed. Salles.

Dispersion des rayons β du radium. — **J. P. V. Madsen** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 909-915). — Les expériences effectuées avec les rayons β du radium confirment ce qu'avait trouvé Crowther[1] pour la dispersion des rayons β de l'uranium : la distribution des rayons β dispersés n'est pas symétrique autour d'un plan normal à la direction du faisceau incident. L'auteur insiste sur ce qu'il existe un parallélisme étroit entre la dispersion des rayons γ, et celle présentée par les rayons β. L'allure de la courbe d'absorption peut être modifiée par la forme de la chambre d'ionisation, la position de l'écran, celle de la matière active relativement l'un à l'autre.

On peut rendre compte des effets observés par l'absorption des rayons β, combinée avec la dispersion et l'affaiblissement d'intensité (softening) de ces rayons.

Ed. Salles.

Rayons γ de l'uranium et du radium. — **F. Soddy et A. Russell** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 620-649).

Le rayonnement γ provenant de 50 kilogrammes de nitrate d'uranyle a été comparé à celui du radium. Il est probable que les deux radiations ne sont pas indépendantes l'une de l'autre.

Dans le cas de l'uranium X, le rayonnement γ accompagne toujours le rayonnement β, et décroît à peu près de la même façon, le rapport du rayonnement β au γ est de 62, quand on prend comme unité le même rapport pour le radium C.

L'absorption des rayons γ de l'uranium ne suit une loi exponentielle que pour une épaisseur de plomb supérieure à un centimètre. Si, pour la mesure, on emploie un électroscope à parois de plomb épaisses, l'absorption pour l'uranium comme pour le radium a bien lieu selon une loi exponentielle.

L'ionisation par les rayons γ n'est pas constante dans tous les cas. Il se peut que ces rayons produisent un rayonnement secondaire, montrant une pénétration plus grande que les rayons β, mais n'allant pas au delà d'un centimètre de plomb.

Les auteurs décrivent en détail la préparation de l'uranium X, ils ont employé le procédé de Crookes dans ce but.

Ed. Salles.

Action de l'émanation du radium sur les éléments du groupe du carbone. — **W. Ramsay et F. L. Usher** (*Chem. News*, **100** (1909) 209). — Les auteurs ont fait agir l'émanation du radium sur des solutions d'éléments du groupe du carbone. L'émanation résultait de l'accumulation pendant 8 jours d'une solution contenant 0,2111 gramme de radium et occupait un volume de 0,0912 centimètre cube ; cette émanation était débarrassée du gaz tonnant et du gaz carbonique, lequel était soigneusement absorbé par de la potasse caustique. On a laissé agir l'émanation pendant quatre semaines. Le tableau suivant indique pour les différentes solutions expérimentées le [illegible]

1. *Radium*, 5 (1908) 76.

de milligrammes de carbone formé par millimètre cube d'émanation.

Sel de [illegible]	[illegible]	Carbone [illegible]
H_2SeO_4		0,518
$TeSO_{+2}$		0,982
$ZnSO_4$	I	1,071
	II	0,875
$HgNO_3$	I	2,95
	II	0,968
$Pb(ClO_4)_2$		0,102

Il semble donc que les éléments du groupe du carbone donnent sous l'action de l'émanation des composés du carbone. Les auteurs admettent alors que les éléments à poids atomique élevé se brisent plus facilement que ceux à poids atomique plus faible. Le plomb paraît très stable. Les auteurs continuent leurs expériences sur d'autres éléments.

G. Danne.

Action de la pesanteur sur l'activité induite du radium. — L. Wertenstein (*C. R.*, **149** (1909) 268-271). — L'activité induite du radium produite dans l'air humide privé de poussière se comporte comme un corps pesant. L'auteur a d'abord déterminé la nature de l'activité déposée par la chute, en étudiant la différence des activités déposées sur les faces de deux plateaux horizontaux tournées vers l'espace compris entre ces plateaux, en fonction du temps écoulé à partir du moment où l'émanation a cessé d'agir. Cette activité ne contient pas de radium A, mais se comporte comme un mélange de radium B et C.

L'action de la pesanteur apporte un changement dans la forme des courbes qui représentent la valeur de l'activation des disques en fonction de leur distance. Les faces ne recevant pas la chute du dépôt actif montrent un maximum d'activité pour des distances comprises entre 1 cm. et 1 cm. 5, l'activité diminuant quand la distance continue à croître. Les faces recevant le dépôt actif ont pour de faibles distances des activités proportionnelles aux distances. Quand la distance croît, l'aspect des courbes est différent suivant l'état d'humidité de la cloche. Pour l'air saturé, l'activité croît avec la distance sans indication de maximum jusqu'à 5 cm pour des tensions de vapeur correspondant à un mélange à volumes égaux d'eau et de SO^4H^2, il y a tendance à une limite. Pour une concentration plus grande de SO^4H^2, on a une limite d'activité atteinte à 3 cm.

De ces résultats, on peut calculer la valeur de chute des particules et leur diamètre; ces particules sont de dimensions ultramicroscopiques.

Gaston Danne.

Sur le dépôt actif de l'actinium dans un champ électrique uniforme. — **W. T. Kennedy** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 744-757). — L'auteur a étudié l'activation par l'actinium de deux électrodes munies d'anneaux de gardes entre lesquelles il maintenait une différence de potentielle de 280 volts. La durée d'exposition était de deux heures et les activités étaient mesurées à l'électroscope dix minutes après l'exposition.

Les résultats obtenus sont les suivants :

1° Si on maintient constantes la pression du gaz dans l'enceinte où se fait l'activation (760 mm.) et la distance du sel aux électrodes, on observe, pour les deux électrodes, une diminution de l'activité lorsqu'on fait croître la distance qui les sépare, l'activité de la cathode restant toujours beaucoup plus grande que celle de l'anode.

2° Si on maintient constante la distance des électrodes et la pression du gaz l'activité décroît *constamment* pour les deux électrodes lorsque la distance du sel aux électrodes croît. Des expériences ont été faites pour des pressions comprises entre 5 mm. et 760 mm.

3° Si la distance des électrodes et la distance du sel aux électrodes sont maintenues constantes l'activité dépend de la pression du gaz dans l'enceinte où se fait l'activation. Pour les deux électrodes l'activité commence par croître lorsque la pression diminue, passe par un maximum et décroît ensuite. Ce phénomène a été observé pour trois gaz : l'air, l'acide carbonique, l'hydrogène.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus, les pressions y sont indiquées en millimètres de mercure, les activités en unités arbitraires.

Gaz	Cathode		Anode	
	Activité maximum	Pression correspondante	Activité maximum	Pression correspondante
Air	92	80	55	17
Acide carbonique	82	60	51	44
Hydrogène	108	280	46	80

Comme les maximums d'activité sur la cathode pour les trois gaz sont sensiblement les mêmes (82, 95, 108) on peut considérer le résultat comme dû à une diffusion maxima dans les trois gaz et déduire, des valeurs correspondantes des pressions, les rapports des coefficients de diffusion du produit actif dans les trois gaz à la pression atmosphérique. Le même calcul peut d'ailleurs être fait aussi en utilisant les résultats relatifs au dépôt anodique.

Les nombres ainsi obtenus concordent avec ceux fournis antérieurement par Russ (*Phil. Mag.*, Mars 1909).

Des expériences ont été faites ainsi pour différentes pressions du gaz comprises entre 9 et 755 mm. en supprimant le champ électrique. Les valeurs obtenues dans ces conditions pour la somme des deux activités cathodique et anodique ne s'écartent pas beaucoup de celles obtenues avec le champ. Ceci conduirait à penser qu'un grand nombre des particules qui constituent le dépôt ne sont pas chargées et atteignent les parois par simple diffusion, mais l'importance relative du dépôt cathodique ne peut s'expliquer que par une charge positive d'un certain nombre de particules. L'origine de cette charge n'est d'ailleurs pas connue; certaines expériences tendraient à la faire considérer comme résultant de la rencontre des particules avec les ions gazeux présents dans la même enceinte. Enfin il reste aussi à expliquer les résultats obtenus aux basses pressions qui paraissent indiquer à la fois une diminution de l'excès des particules chargées positivement et du nombre total des particules présentes entre les électrodes.

L. Sacherous.

Sur la radioactivité probable de l'erbium, du potassium et du rubidium. — **W. N. Strong** (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 170-175). — L'auteur a examiné au point de vue de leur radioactivité les sels de métaux suivants : potassium, zirconium, cæsium, plomb, bismuth, yttrium, tungstène, sodium, molybdène, niobium, rubidium, erbium, tantale, lanthane, vanadium, néodyme, praséodyme et ruthénium, empruntés pour la plupart à la collection de Rowland.

La méthode employée est la méthode photographique. L'auteur s'est servi de plaques de la marque « Leeds Dry Plates » qui donnaient des impressions intenses après une

exposition de trente heures à un sel d'uranium, chlorure ou nitrate, la pellicule n'étant séparée de la substance que par un écran percé d'ouvertures, et le développement de la plaque étant fait suivant la méthode de Jones et Anderson. La durée de l'exposition dans le cas des métaux cités était d'environ six mois. L'usage d'écrans permettait dans beaucoup de cas de décider si l'impression était due à une réaction chimique ou à un rayonnement[1].

Le cyanure de potassium a donné une très forte impression après 150 jours d'exposition; la moitié du rayonnement est arrêté par une feuille d'aluminium de 0,006 centimètre d'épaisseur. Le benzoate de potassium n'a donné qu'une très légère impression après 150 jours; il en est de même pour le citrate de potassium, dont le rayonnement n'est pas arrêté par une feuille mince d'aluminium, mais par une lame de 0,04 centimètre de fer. L'urate de potassium a été sans effet, mais le carbonate de potassium (Coll. R.) a donné une forte impression photographique après 160 jours; le rayonnement de ce sel est arrêté par une lame de fer; le carbonate de potassium purifié n'a, par contre, présenté aucune activité; il en est de même pour le chromate de potassium (Coll. R.).

Des échantillons de plomb ont impressionné par taches très vivement la plaque photographique, presque au contact, mais non à distance voisine de 1 centimètre; il semble qu'on n'ait plus affaire à un rayonnement analogue au rayonnement β de l'uranium, mais plutôt à un rayonnement δ ou à une action chimique. Le chlorure de plomb (Coll. R.) est inactif; le peroxyde de plomb l'est un peu.

Résultat négatif avec le chlorure et l'oxyde de zirconium (Coll. R.), de cæsium, le chlorure de bismuth et le chlorure de tellure.

La vapeur de mercure impressionne plus vivement la plaque photographique que le mercure lui-même. Parmi les autres sels étudiés, les résultats positifs concernent le chlorure d'erbium ayant donné une forte impression après 110 jours; de même pour l'erbium métal. La terre de Samarskite et le sable de Monazite présentent une activité très marquée. Le chlorure de rubidium ne donne rien, alors que le chlorate donne une impression très forte après 110 heures. Les supports des plaques en bois de pin et de chêne ont impressionné ces plaques. M. Strong continue actuellement, par la méthode électrique, l'étude des plus importants de ces sels. G. Danne.

Sur la radioactivité des composés du rubidium. — **E.-H. Büchner** (*Proc. Roy. Ac. Amst.*, **12** (1909) 154-157). — D'après les travaux de Campbell[2] et de Levin et Ruer[3], il semble que les sels de potassium ont une radioactivité propre ou contiennent une impureté radioactive; toutefois on n'a pu identifier cette impureté avec l'une des substances actives déjà connues et il est naturel de rechercher dans ces sels la présence d'un métal alcalin nouveau doué de propriétés radioactives. Avant d'entreprendre cette recherche il était intéressant de voir si des sels isomorphes, des sels de potassium, tels que les sels de rubidium et de cæsium ne contiennent pas cette même impureté, comme on peut s'y attendre.

En même temps que Campbell[4] et Mac Lennan[5], M. Büchner a trouvé par la méthode photographique que les sels de rubidium possèdent une activité du même ordre de grandeur que celle du potassium. Dans des expériences récentes l'auteur a comparé au point de vue radioactif les sels de rubidium avec ceux de potassium et de sodium. Le dispositif était le suivant : une plaque photographique Lumière était enveloppée dans du papier noir où l'on avait ménagé un orifice circulaire; cette plaque reposait sur des cales en bouchon à 3 ou 4 millimètres du sel à étudier, la gélatine en bas et l'orifice en face du sel. On disposait trois expériences simultanées avec les trois sels dans une grande boîte desséchée au moyen de chlorure de calcium; le tout était enveloppé de papier noir, placé sous une cloche contenant du chlorure de calcium et abandonné dans une chambre noire. L'exposition a varié entre 81 et 117 jours, temps au bout duquel les trois plaques étaient développées de la même manière. Le résultat a été négatif pour les sulfate de potassium et de sodium; seul le sulfate de rubidium a donné une tache qui, quoique faible, ne laisse aucun doute.

L'auteur a répété les mêmes expériences, mais en couvrant l'orifice d'une feuille d'aluminium de 0,001 millimètre d'épaisseur; là encore, après 97 jours, le sulfate de rubidium a seul impressionné la plaque, mais d'une façon plus faible que dans l'expérience précédente.

Il résulte de ces expériences que les sels de rubidium ont une action plus forte que ceux de potassium ou de sodium. Il est probable que l'exposition n'a pas été assez longue pour déceler l'action des sels de potassium. La divergence, en ce qui concerne la grandeur de l'action des sels de rubidium et de potassium, par rapport aux résultats des autres expérimentateurs, tient sans doute à ce que l'auteur a employé du sulfate anhydre contenant 64 pour 100 de rubidium, alors que l'alun de rubidium généralement employé n'en contient que 16 pour 100, à moins que ce ne soit une conséquence de la différence des méthodes.

M. Büchner s'est demandé si l'action du sel de rubidium n'était pas due à ce qu'il avait été antérieurement exposé à la lumière; mais en faisant de nouveau une expérience avec du sulfate de rubidium préalablement dissous dans l'eau, évaporé à siccité et chauffé à 150 degrés; ces opérations ayant lieu dans l'obscurité, l'impression, après 100 jours, était la même que pour le cas du sulfate de rubidium préalablement insolé. L'auteur possède actuellement du sulfate de rubidium conservé dans l'obscurité depuis trois mois et se réserve de conclure après une nouvelle expérience. G. Danne.

Sur la radioactivité de préparations de zirconium. — **A. Gockel** (*Chemiker Zeitung*, n° 128, 1909).

La radioactivité du zircon et de la zircone naturels est due, selon toute vraisemblance, à un mélange de thorium. Les produits très purs du commerce sont inactifs.

L. Bloch.

Sur les substances pseudoradioactives[1]. — **E. Ebler**. (*Zeitschrift f. angew. Chem.*, 1909, 1655.) — Dombrovsky (*Thèse, Leipzig*, 1908) et Sen Sadland (*Ann. d. Phys.*, **26**, p. 899) ont démontré que le « rayonnement » provenant de la surface bien polie d'un métal électropositif est dévié par un courant d'air, mais qu'il est non déviable par l'action magnétique ou électrostatique. Les mêmes auteurs ont aussi constaté qu'afin qu'une action appréciable puisse avoir lieu, à part la surface métallique bien polie, la présence simultanée de l'oxygène et de l'humidité est nécessaire. Ils ont conclu de ces faits que l'action de ces « rayonnements » métalliques, ainsi que leur propre existence, n'est autre que celle de l'eau oxygénée dont l'action intense sur la plaque photographique est connue d'après les expériences de Russel (*Proc. Roy. Soc.*, [illegible]

1. Jones et Anderson. — *Carnegie Publication*, **110**, 7.
2. *Le Radium*, **4** (1907) 199.
3. *Phys. Zeitsch.*, **9** (1907) 248.
4. *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **15**-11.
5. *Le Radium*, **5** (1908) 142.

1. Conférence faite à la Chemische Gesellschaft [illegible] le 18 juin 1909.

1897, p. 424; 1898, p. 102; 1899, p. 409). Suivant lui, la vapeur de ce corps exerce sur la plaque photographique une action appréciable même si la concentration n'est que 1 : 1 000 000.

L'auteur, en collaboration avec M. W. Krause, a repris la question et a pu mettre en évidence que sur la surface métallique polie, sous l'action de l'oxygène de l'air, il se produit un oxyde d'un degré supérieur qui, sous l'action de la vapeur d'eau est décomposé, et l'un des produits de cette décomposition est l'eau oxygénée.

On sait, d'autre part, grâce aux expériences de Schonbein, d'Engler, de Luther et de Just que cette oxydation n'est pas un phénomène simple; dans des conditions pareilles différents oxydes à différent degré d'oxydation se produisent, se décomposent et se recomposent : dans la composition de la matière il y a alors une véritable oscillation. Si l'action photographique est en rapport avec ce phénomène il faut qu'on puisse facilement le vérifier, parce qu'un hyperoxyde d'un métal, très électropositif à l'état de pureté, doit montrer le même phénomène et être dans une certaine mesure renforcée. La *pseudoradioactivité* d'un corps pareil doit disparaître, soit en le chauffant jusqu'à décomposition complète, soit en le desséchant, et l'effet doit augmenter quand l'humidité augmente.

L'auteur a pu vérifier cette hypothèse en employant le peroxyde de zinc, sel du métal dont le « rayonnement » est le plus intensif. Le sel correspondant à la formule Zn^2O^5 a été préparé en faisant agir de l'eau oxygénée anhydre sur le zinc éthyle dans une solution d'éther. (*Chem. Zeit.*, 32, 1908, p. 1208.)

Pour les expériences on enveloppe deux fois une plaque photographique (Lumière) de papier noir, ensuite on place sur son milieu une lame en laiton d'un millimètre d'épaisseur qui porte une ouverture en forme de croix. Sur celle-ci on pose la matière en l'étendant sur du papier de soie. Au bout de 48 heures on développe la plaque ainsi que ses témoins dont trois portent la même substance et en même quantité, tandis qu'une autre a été soumise à l'action de la même quantité d'uranium métallique.

Les images obtenues montrent que l'action photographique de l'hyperoxyde de zinc dans des conditions identiques est égale à celle de l'uranium métallique. D'autre part, il était évident que l'action de ce précédent corps dépend fortement de l'humidité du milieu : la plaque photographique, soumise à son action dans un dessiccateur, ne donna qu'une image relativement faible, tandis que l'intensité de l'image obtenue dans un milieu très humide était très supérieure à celle qu'on obtient dans des circonstances habituelles.

Un composé pareil, mais qu'on a préparé quelques semaines avant, donna un résultat analogue, quoique l'image ait été un tout petit peu plus faible.

Tout ces faits s'expliquent très bien. L'hyperoxyde de zinc se décompose d'autant plus vite en produisant de l'eau oxygénée que l'humidité du milieu est plus forte; l'âge du produit, s'il a été conservé dans des conditions nécessaires, a peu d'influence sur son « activité » parce que sa décomposition en absence de vapeur d'eau est excessivement lente.

D'ailleurs, la réaction entre l'hyperoxyde de zinc et l'eau est assez compliquée. L'équation de la réaction et des équilibres est la suivante :

$$Zn^2O^5 + 5H^2O \rightleftharpoons 5H_2O_2 + 2Zn(OH)^2$$

$$2Zn(OH)^2 \rightleftharpoons$$

Il est intéressant de remarquer que l'hyperoxyde de zinc, lorsqu'on le chauffe à une température élevée, quoique à un degré très faible, ionise l'air. Ce phénomène est dû probablement à la formation d'un peu d'ozone.

La conclusion qu'on peut tirer est que les métaux qui peuvent donner des « rayons » de cette nature ne sont pas précisément ceux qui s'oxydent facilement, mais plutôt ceux qui peuvent subir le phénomène de l'auto-oxydation et dont l'hyperoxyde est un de ceux qui sont relativement stable. Il reste à remarquer que le fer, quoique très peu « rayonnant », a un hyperoxyde dont l'action est très intense. Ici, c'est l'oxyde ferreux qui joue le rôle de matière auto-oxydante et c'est la raison pour laquelle l'action photographique de l'oxyde ferreux est pareille à celle du zinc bien poli.

Ces résultats expliquent l'action photographique du basalte, matière riche en oxyde ferreux, et pourquoi on n'a pas une telle action lorsqu'on le chauffe fortement d'abord et qu'on fait ensuite l'expérience dans le vide. Ce fait accuse la « pseudoradioactivité ». D'ailleurs il suffit de répéter l'expérience avec un produit préparé dans le laboratoire et contenant de l'oxyde ferreux, pour voir que l'action photographique ne vient nullement du radium ou de substances réellement actives contenus dans le basalte : l'action correspondante à ces substances contenues dans cette matière doit donc être beaucoup plus faible.

On voit combien il faut prendre de précautions lorsqu'on emploie la plaque photographique pour accuser la présence de substances radioactives. B. Szilard.

Électronique

Note sur la théorie cinétique de la matière. — O. W. Richardson (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 695–698.) — La probabilité $F(u)du$ pour que la composante normale de la vitesse d'une molécule quittant une surface quelconque dans un gaz soit comprise entre u et $u + du$, est :

$$F(u)du = 2hmu\,e^{-hmu^2}du$$

où m est la masse des molécules et $\frac{3}{2h}$ leur énergie cinétique moyenne de translation.

L'auteur rappelle comment peut s'établir cette relation et il montre ensuite qu'elle demeure inaltérée si au lieu d'une surface purement géométrique on considère une surface que les molécules ne peuvent traverser qu'en effectuant un certain travail. L'application de ce résultat peut être faite aussi bien à l'émission d'électrons par une surface chauffée qu'à l'évaporation moléculaire ordinaire.

La distribution des vitesses parmi les particules qui quittent une surface quelconque est complètement indépendante du travail effectué pour traverser la surface.

J. Saphores.

Relation entre le courant photo-électrique et l'intensité de la lumière. — F. K. Richtmyer (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 71-80). — On sait que des résultats assez variés ont été obtenus sur ce sujet, comme sur la plupart des particularités que présente le phénomène photo-électrique. Elster et Geitel (1895) et Lenard (1902) ont trouvé que le courant photo-électrique varie proportionnellement à l'intensité incidente, mais dans un petit intervalle d'intensités. Au contraire Griffith (1907), travaillant avec le zinc et la lumière ultra-violette, trouve que le courant augmente plus vite que l'éclairement.

Dans le présent travail on a employé une cellule de sodium, semblable à celles d'Elster et Geitel et éclairée par une lampe à incandescence de 16 bougies; pour faire varier l'éclairement on approche ou on éloigne la lampe; pour le mesurer plus facilement on interpose entre la lampe et la cellule, dans une position fixe, une ou plusieurs couches

de papier ordinaire qui font tomber sur la cellule de la lumière diffuse. La cellule est dans une boîte recouverte de papier d'étain et soigneusement noircie à l'intérieur; de plus un tube de bois noirci et à surface intérieure irrégulière pour éviter les réflexions écarte complètement toute lumière diffuse.

Le platine en contact avec le sodium est relié à une borne d'une boîte de résistances introduite dans un circuit parcouru par un courant constant; l'autre borne de cette boîte est au sol. L'autre platine de la cellule est relié à une paire de quadrants d'un électromètre Dolezalek.

L'auteur a constaté que, si le sodium est isolé et maintenu dans l'obscurité, l'électrode isolée reliée à l'électromètre reçoit des charges *positives*. Il attribue le phénomène à la différence de potentiel au contact entre le sodium et le platine et à une pellicule excessivement mince de sodium qui tapisserait l'intérieur de la cellule. Pour contrôler cette explication et éliminer le phénomène, il a étudié la manière dont varie ce courant avec le potentiel auquel on porte le sodium; la cellule se comporterait comme une pile de force électromotrice opposée à celle de la batterie qui produit le courant passant par la boîte de résistance. Il faut d'ailleurs évidemment avoir soin de construire cette courbe en prenant le courant qui correspond à la position de zéro de l'électromètre; on trouve bien que cette courbe est une ligne droite, et qu'en chargeant le

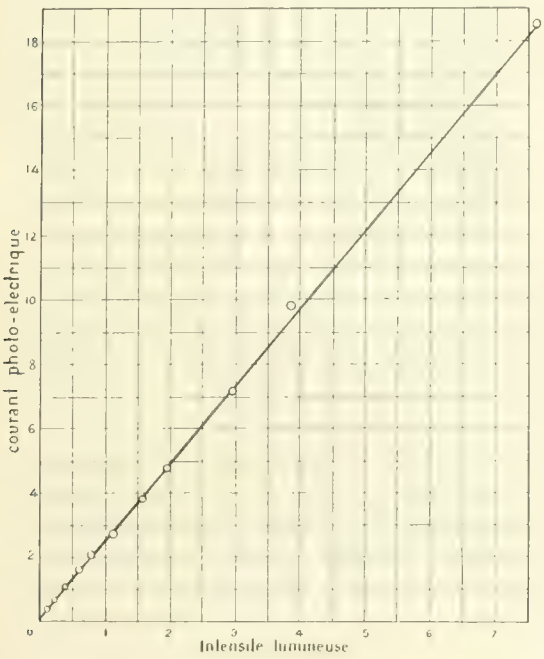


Fig. 1.

sodium à — 3 volts le courant est nul; 3 volts seraient donc la différence de potentiel au contact entre sodium et platine. Les mesures du courant photo-électrique ont alors été faites en donnant constamment au sodium ce potentiel.

On a trouvé grand avantage à mesurer, non pas la vitesse de déplacement de l'image électrométrique mais la déviation fixe prise par l'électromètre quand on éclaire le sodium pendant un temps déterminé, 30 ou 40 secondes par exemple. Les résultats sont représentés par la figure 1. Pour des intensités qui ont varié dans le rapport de 0,007 bougie-pied (c. f.) à 0,5, on voit que le courant photo-électrique a été rigoureusement proportionnel à l'intensité.

Pas d'indication sur la pression dans la cellule.

L. Dunoyer.

Absence de fatigue photo-électrique dans le vide très élevé. — **R. A. Millikan** et **G. Winchester** (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 85). — Les expériences ont porté sur l'argent, le zinc, le fer, le nickel et le cuivre. Dans aucun cas on n'a pu mettre nettement en évidence la fatigue photo-électrique. Au contraire, une illumination continue par un arc très puissant a provoqué une grande augmentation du courant pour tous les métaux expérimentés. Dans chaque cas, un maximum est atteint, puis le courant reste constant, si prolongée que soit l'illumination. La valeur du courant est alors restée constamment égale à ce maximum pendant toute la durée des expériences, qui s'est élevée, pour l'argent et le cuivre à plus de trois semaines.

Cette augmentation initiale doit être due à une modification de la surface par l'action de la lumière (dépolissage, émission de gaz occlus, décomposition des oxydes...), et est favorable à l'idée que l'émission des électrons par les métaux sous l'influence de la lumière ultra-violette est dans son essence une propriété atomique du métal plutôt qu'une action secondaire faisant intervenir par exemple les gaz occlus. Elle montre de plus que la fatigue photoélectrique ordinairement observée résulte d'un phénomène qui se passe dans la couche gazeuse entourant le métal plutôt que dans le métal lui-même.

Pas d'indications précises sur le degré de vide.

L. Dunoyer.

Différence entre le phénomène de Zeeman longitudinal et l'effet transversal pour les lignes de l'hélium. — **H. Nagaoka** (*Nature*, **81** (1909) 188.) — Des recherches de l'auteur sur le phénomène Zeeman transversal dans les champs faibles ont déjà été analysées dans ce journal. Le phénomène transversal n'est pas proportionnel au champ pour les champs faibles, et la courbe obtenue présente un point d'inflexion qui fait penser à « la courbe d'aimantation du fer ». Il est possible que la théorie de M. Voigt rende compte de cette forme. Cette théorie indique aussi qu'il doit y avoir une légère différence entre la séparation des composantes latérales d'un triplet dans l'observation transversale et celle des deux composantes du doublet obtenu, pour le même champ, dans l'observation longitudinale. Or, M. Nagaoka a constaté que le quotient $\frac{\delta\lambda}{H}$ est rigoureusement constant dans l'observation longitudinale, et même pour les champs faibles. Les deux composantes circulaires sont, paraît-il, distinctement séparées, même pour un champ de 180 gauss, à condition de les polariser rectilignement à angle droit au moyen d'un prisme de Fresnel. Le domaine exploré va de 180 à 14 000 gauss. La droite qui représente la variation de $\delta\lambda$ en fonction de H coupe en deux points la courbe relative au phénomène transversal. Ce fait explique la différence entre les valeurs de $\frac{e}{m}$ déduites des mesures du phénomène longitudinal et du phénomène transversal, mesures faites toujours dans des champs plus élevés que celui qui correspond au deuxième point commun des deux courbes. L. Dunoyer.

Profondeur à laquelle a lieu la dispersion complète des rayons cathodiques dans le plomb et variation de cette profondeur avec la vitesse des rayons. — **W. R. Ham** (*Proc. Phys. Soc.*, 25 octobre 1909). — On sait que les rayons [illegible] naissance à une profondeur définie dans l'anticathode; il y a une certaine valeur de l'absorption dans l'anticathode variable avec la direction. Avec un obstacle convenable et les données concernant le coefficient d'absorption pour la nature de l'obstacle et la dureté des rayons [illegible]

cette variation rend possible la détermination de la profondeur moyenne à laquelle les rayons Rontgen prennent naissance. Les rayons cathodiques de vitesse suffisamment élevée, sont complètement dispersés à cette profondeur puisque les rayons Rontgen ne présentent alors pratiquement aucune polarisation. Cette profondeur varie avec le potentiel du tube. A la vitesse des rayons β de l'uranium, la profondeur dans le plomb a été trouvée du même ordre de grandeur que celle trouvée par Crowther pour l'or.

G. Danne.

Sur la constitution des radiations électriques. - T. Levi Civita (*Il Nuovo Cimento*, V-**18** (1909) 165-169). — L'auteur se demande si la conception usuelle du flux électrique corpusculaire ne doit pas être remplacée par celle d'un flux continu, analogue au flux hydrodynamique. Corbino et Abraham montrent dans le même numéro du *Nuovo Cimento* qu'il convient de garder l'hypothèse corpusculaire.

L. Bloch.

Le principe de relativité et la mécanique non newtonienne. — **G. N. Lewis et Tolman** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 510-523. — Lewis[1] avait développé une mécanique, identique à celle à laquelle était arrivé Einstein en s'appuyant sur le principe de relativité et la théorie électromagnétique; l'intérêt grandissant de ce principe a conduit les auteurs à chercher si l'on ne peut pas trouver les conséquences qu'on en déduit, en partant de la loi de conservation de l'énergie, et en adoptant le principe lui-même. La méthode est très ingénieuse, et ne demande pas pour son intelligence des connaissances mathématiques dépassant l'algèbre et la géométrie élémentaire. Ils montrent comment des observateurs, se trouvant sur des systèmes, animés de mouvements relatifs l'un par rapport à l'autre, peuvent sauvegarder leurs principes fondamentaux de mécanique, en adoptant certaines conclusions nouvelles; la formule trouvée pour la valeur de la masse d'un corps en mouvement, par rapport à celle qu'il a lorsqu'il est en repos, est vérifiée par les expériences de Bucherer.

Ed. Salles.

Radiations

Sur des expériences propres à décider entre la théorie de l'éther et la théorie de l'émission. I. Rayons Rontgen. — **J. Stark** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 902-915). — Nous indiquerons les hypothèses qui servent de conclusion à ce long travail. Expérimentalement l'auteur a établi que l'émission des rayons Rontgen par une anticathode de charbon est un phénomène dissymétrique par rapport au plan normal; l'intensité et le coefficient d'absorption variant dissymétriquement de part et d'autre de ce plan. Si l'on admet l'analogie des rayons Rontgen avec les perturbations électro-magnétiques, il y a deux faits qui sont difficiles à expliquer: 1° Quand des électrons subissent un choc contre un plan, il y a émission de rayons plus intenses et plus pénétrants à l'arrière qu'à l'avant de ce plan; 2° les rayons Rontgen, même à grande distance de leur point d'émission, peuvent susciter des rayons secondaires dont l'énergie est comparable à celle des rayons primaires qui ont donné naissance aux rayons Rontgen. Ces deux difficultés disparaissent si l'on admet que la perturbation électro-magnétique ne se propage pas uniformément suivant toutes les directions dans l'éther, mais reste concentrée dans un volume fixe autour de son centre de gravité qui se meut avec la vitesse de la lumière. Si les résultats expérimentaux de Stark sont admis, on peut penser arriver à mettre en évidence un effet complémentaire : les rayons γ du radium doivent susciter des rayons β secondaires plus intenses et plus pénétrants à l'avant qu'à l'arrière de la lame qu'ils rencontrent.

Léon Bloch.

Polarisation des rayons Rôntgen. — **W. R. Ham** (*Princ. Phys. Soc.*, 25 octobre 1909). — L'auteur a déterminé, au moyen d'électroscopes, l'intensité relative des rayons Rontgen dans différentes directions à partir de l'anticathode, en utilisant des tubes construits spécialement pour éviter l'erreur due à l'absorption des parois du verre, à l'absorption dans l'anticathode, et aux rayons secondaires. Les résultats établissent une variation indiquant une polarisation de l'ordre de grandeur de celle trouvée par Barkla par des méthodes indirectes. L'effet sur cette polarisation, d'écrans de différentes matières conduit à admettre qu'un faisceau de rayons X est constitué par deux types de rayonnements dont l'un ne présente qu'une très faible polarisation.

G. Danne.

Étude du pouvoir réflecteur des métaux en fonction de l'indice de réfraction du milieu ambiant. — **L. R. Ingersoll** et **R. T. Bridge** (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 392-403). — Drude a montré que le pouvoir réflecteur R d'un métal placé dans l'air pour l'incidence normale est $R = \frac{n^2(1+k^2)+1-2n}{n^2(1+k^2)+1+2n}$ n étant l'indice de réfraction et k le coefficient d'extinction du métal.

Les auteurs se sont proposés de vérifier expérimentalement la généralisation de cette formule dans le cas où l'indice de réfraction du milieu ambiant liquide est différent de 1.

La comparaison, par une méthode spectophotométrique, de miroirs de différentes natures (verre argenté, acier poli, or, cobalt, platine) à une surface d'argent prise comme étalon les a conduits aux résultats suivants :

La formule qui donne le pouvoir réflecteur d'un métal placé dans l'air est applicable lorsque le métal est recouvert d'un liquide transparent quelconque à condition d'y remplacer l'indice absolu du métal par son indice de réfraction relatif au liquide qui le recouvre, la constante k demeurant la même.

Ceci ne s'applique qu'à des surfaces parfaitement polies.

Si, par suite d'irrégularités à la surface, le pouvoir réflecteur est inférieur à sa valeur normale, l'expérience montre qu'en appelant R sa valeur normale et R′ sa valeur dans un autre milieu, on a encore la relation simple

$$\frac{1-R'}{1-R} = \text{constante}.$$

J. Saphores.

Quelques propriétés électriques du sélénium. — **Louise S. Mc Dowell** (*Phy. Rev.*, **29** (1909) 1-36.) — Quatre cellules au sélénium sont étudiées dans ce mémoire, trois du type Bidwell et une du type Ruhmer. L'auteur étudie d'abord la manière dont la conductibilité diminue avec le temps après une excitation dont on fait varier la durée et la nature (lumière verte, rouge ou infrarouge). Si l'on porte en abscisses les temps (après l'excitation) et en ordonnées l'inverse de la racine carrée de la variation de conductibilité on trouve des courbes qui rappellent les courbes obtenues par Nichols et Merritt pour la décroissance de la phosphorescence en fonction du temps. Le retour à l'état initial est d'autant plus lent que l'excitation a été plus intense, plus longue, et que la longueur d'onde excitatrice est elle-même plus longue. D'ailleurs

1. Voir *Rev. Gen.* 6 (1909) 156.

les nombres obtenus pour différentes cellules varient, non seulement en valeurs absolues pour une longueur d'onde et une intensité donnée, mais en valeurs relatives, quand on les compare pour différentes longueurs d'onde.

L'augmentation de conductibilité produite par la lumière excitatrice atteint dans les cinq premières minutes environ 60 ou 80 pour 100 de sa valeur totale, mais la saturation n'est obtenue qu'après plusieurs heures. La loi de variation de la conductibilité pendant l'excitation correspond, quand on compare différentes cellules, à la loi de retour à l'état initial, c'est-à-dire que les cellules les plus sensibles sont aussi celles qui ont le moins d'hystérésis.

Dans l'obscurité la résistance est proportionnelle à la force électromotrice appliquée à la cellule.

Si, après avoir exposé la cellule à la lumière, on la fait parcourir par des oscillations électriques courtes on constate une augmentation rapide de la résistance; les ondes hertziennes semblent donc activer le retour à l'état initial. Les phénomènes sont d'ailleurs assez peu réguliers et fort complexes. L. Dunoyer.

Variation, avec la température, de la biréfringence magnétique des composés aromatiques. Corps surfondus et corps à l'état vitreux. — A. Cotton et **H. Mouton.** (*C. R.*, **149** (1909) 540-542). — Des mesures faites sur la biréfringence magnétique des liquides aromatiques en fonction de la température montrent que ce phénomène n'appartient pas seulement aux liquides mais aussi aux corps vitreux. L'hypothèse de l'orientation moléculaire subsiste en supposant que, dans les corps vitreux, les molécules jouissent d'une certaine liberté d'action ; l'étude des corps aromatiques cristallisés fournira des résultats sans doute différents, puisque dans les corps cristallisés on suppose que les molécules ont une orientation moyenne parfaitement déterminée.

G. D.

Variation de l'intensité relative des raies de l'hélium. — P. G. Notting et **Orin Tugman.** — (*Nature*, **81** (1909) 189.) — On a quelquefois supposé que les courbes représentant, pour diverses températures, l'émission du corps noir en fonction de la longueur d'onde, devraient être l'enveloppe des courbes de pouvoirs émissifs des gaz soumis à la décharge, les contacts correspondant aux raies d'émission. On a fait des mesures spectrophotométriques sur la raie rouge de l'hélium (γ 668) et la raie bleue (γ 447), d'une part sur un tube dans lequel on faisait passer un courant constant (5 milliampères par millimètre carré), et d'autre part sur un autre tube identique dans lequel l'intensité variait de 0,15 à 2,7 fois la première. Les deux tubes contenaient de l'hélium très pur sous la pression de 5 millimètres de mercure. Le rapport de l'intensité des deux raies n'a pas varié de un pour cent.

On fait remarquer que si la température du corps noir passe de 1500° à $1500 \times 2{,}06 = 3090°$, le rapport des intensités des raies γ 447 et γ 668 doit devenir, d'après la loi de Wien-Paschen, 38,8 fois plus grand. L. Dunoyer.

Sur un caractère des courbes d'énergie spectrale. — W. W. Coblentz. — (*Princeton Phys. Soc.*, 25 octobre 1909). — On peut montrer, en partant de l'équation de Wien relative à l'énergie du spectre, que la longueur d'onde correspondant, l'émission maxima peut être calculée en prenant sur la courbe d'énergie spectrale deux longueurs d'onde, λ_1 λ_2, relatives à deux points d'émission égale E_1 E_2.

L'auteur a appliqué cette méthode et a trouvé que la valeur de λ max. calculée diminue généralement d'une valeur élevée (de plusieurs unités pour cent) quand λ_1 et λ_2 sont éloignés l'un de l'autre, à une valeur constante quand λ_1 et λ_2 sont très rapprochés.

L'équation de Planck donne la valeur complète de λ max :

$$\lambda \max = \frac{c \log \lambda_2 - \log \lambda_1 \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1 \log \lambda_2}$$

$$- \left(\frac{\log \left[\left(e^{\frac{a \cdot m}{\lambda_1}} - 1 \right) e^{\frac{c m}{\lambda_2}} \right] - \log \left[\left(e^{\frac{a \cdot m}{\lambda_2}} - 1 \right) e^{\frac{a \cdot m}{\lambda_1}} \right]}{\frac{a(\lambda_2 - \lambda_1) \log \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2}} \right)$$

Le second terme du second membre est un facteur de correction dont la valeur minimum a lieu quand $\lambda_1 = \lambda_2$ et est de 3,1 pour 100 à 465°C et 1,2 pour 100 à 1450°C.

Il résulte de cette considération que, pour un corps noir, le produit de λ max par T n'est pas constant pour toutes les températures. G. Dannf.

Ionisation

Nouvelle modification de la méthode du brouillard pour mesurer la charge électrique élémentaire, et valeur la plus probable de cette charge. — R. A. Millikan (*Amer. Phys. Soc.*, 25 octobre 1909). — Les modifications apportées à la méthode du brouillard pour la mesure de *e* sont les suivantes :

1° On fait les observations, non pas sur la surface du brouillard, mais sur des gouttes isolées portant des charges multiples.

2° On compense exactement à l'aide d'un champ électrique l'effet du poids de ces gouttes chargées.

3° On observe la chute de ces mêmes gouttes sous l'influence de la pesanteur, en l'absence de champ.

4° On élimine l'erreur possible due à l'évaporation en obtenant d'abord l'état stationnaire, puis mesurant les temps de passage de ces mêmes gouttes à travers des espaces égaux dans le champ de la lunette.

5° On mesure directement la température de l'enceinte dans laquelle on produit le brouillard, au lieu de la calculer.

Dans une série d'expériences, les distances pour lesquelles on repérait le passage des gouttes variaient entre 1 mm. et 1,55 mm.; les temps correspondants étaient compris entre 3 et 5 secondes.

Les distances entre les plateaux variaient entre 4,63 mm., et 5,45 mm. : les intensités du champ étaient comprises entre 14 et 17 U. E. S. A. : les gouttes étaient formées d'alcool et d'eau.

La moyenne des résultats obtenus pour la charge élémentaire est $e = 4{,}65, 10^{-10}$, avec une erreur ne dépassant pas 2 pour 100.

Le tableau suivant donne les valeurs de *e* obtenues récemment par différentes méthodes qui semblent le mieux convenir à cette détermination :

Expérimentateurs	
Planck . .	4,69 . 10^{-10}
Rutherford et Geiger	4,65
Regener.	4,79
Millikan.	4,65
Begeman	4,66
Moy	4,69 . 10^{-10}

G. Dann

Énergie cinétique des ions émis par différents corps chauds. — **F. C. Brown.** — (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 649-672). — Détermination[1] de l'énergie cinétique des ions positifs émis par l'or, l'argent, le palladium, le tantale, le nickel, le platine, le phosphate d'aluminium, l'osmium, le tungstène et le fer. La durée de chauffage ne dépassait pas cinq heures, les radiateurs étaient en forme de disques, de filaments ou de rubans ; dans ces deux derniers cas l'écart dans la détermination de R la constante des gaz a été assez grand. Les métaux qui ont été utilisés sous ces deux formes sont le nickel, le tantale, le tungstène, l'osmium. Si l'on prend la moyenne des différentes valeurs de R, trouvées par les expériences, on a $3{,}8.10^5$, les écarts extrêmes sont $R = 2{,}9.10^5$ pour l'argent et $R = 5{,}2.10^5$ pour le fer; l'auteur pense que la forme du radiateur et les erreurs dans la détermination de la température peuvent les expliquer.

Les courbes obtenues permettent de calculer la charge d'un ion positif pour un corps chauffé; elle serait de $1{,}55.10^{-20}$ U.E.S. Ed. Salles.

Énergie cinétique des ions positifs émis par les corps chauds. — **F. C. Brown.** (*Phys. Rev.* **29** (1909) 86.) — Tableau des valeurs obtenues pour la constante des gaz R, figurant dans l'équation $R\theta = \frac{1}{3} n m \bar{v}^2$, en appliquant à un grand nombre de métaux la méthode déjà décrite pour le platine. La constante R est calculée au moyen de l'équation

$$i = i_0 e^{\frac{nev}{R\theta}}$$

dans laquelle i_0 et i sont les courants émis par un élément plan incandescent sur une plaque parallèle voisine quand les différences de potentiel sont 0 et v. L. Dunoyer.

Énergie cinétique des thermions. — **O. W. Richardson** (*Princ. Phys. Soc.*, 25 octobre 1909). — L'auteur a repris ses mesures relatives à l'énergie cinétique des ions émis par les corps chauds, en utilisant un appareil reposant sur les mêmes principes que celui dont il s'était servi précédemment, mais plus complètement étudié, ce qui lui a permis d'obtenir une plus grande précision et de satisfaire dans une plus large mesure aux conditions théoriques. En particulier, des nouvelles expériences ont confirmé que la distribution des électrons négatifs émis en l'absence du champ électrique est en complet accord avec l'hypothèse que la répartition de la vitesse parmi les électrons se fait suivant la loi de Maxwell.

En certains points, cependant, grande distance du centre du système, le courant à travers la fente est en excès par rapport aux résultats théoriques. Cette différence est plus grande quand un champ électrique existe entre les deux plateaux, qu'en son absence. Il semble que cet écart est dû à la réflexion des électrons à la surface des plateaux. Cette difficulté ne se présente pas quand on mesure « l'énergie cinétique » des ions positifs.

G. Dannel.

Énergie cinétique des ions émis par les corps chauds. — **O. W. Richardson.** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 681-690). — L'auteur a montré[2] comment l'étude de la répartition dans un champ électrique uniforme des « thermions » peut fournir des données sur leur énergie cinétique initiale. Il étudie, à l'aide d'un appareil déja décrit, l'émission d'électrons par une lame étroite de platine (0,02 ou à 0,04) chauffée à l'aide d'un courant électrique. Si, devant cette lame, on déplace parallèlement à elle-même une fente rectangulaire dont les bords sont parallèles à ceux de la lame, le courant qui traverse cette fente (mesuré au cylindre de Faraday) dépend de sa position. En l'absence de tout champ électrique, si on fait l'hypothèse que, pour les électrons qui quittent la lame, la répartition des vitesses est identique à celle que donnerait la loi de Maxwell pour les particules d'un gaz de même poids moléculaire quittant la même surface à la même température, on peut établir la relation : $\frac{I}{I_0} = \left(\frac{z^2}{z^2 + x^2}\right)^{\frac{3}{2}}$

z étant la distance de la lame à la fente

x la distance de l'axe de la fente dans sa position actuelle à l'axe de la fente dans sa position centrale (en regard de l'axe de la lame.)

$\frac{I}{I_0}$ le rapport du courant qui traverse la fente dans sa position actuelle au courant qui la traverse dans sa position centrale.

D'autre part l'expérience peut fournir facilement le rapport $\frac{I}{I_0}$ et sa variation en fonction de x. Les résultats obtenus sont les suivants :

1° La valeur de I, courant qui traverse la fente dans une position donnée dépend du sens de circulation du courant dans la lame de platine. Cette variation, due sans doute au champ électrostatique que créée la différence de potentiel entre les extrémités de la lame et au champ magnétique du courant qui la traverse, varie de 10 à 20 pour 100.

2° Si pour un courant déterminé passant dans la lame successivement dans les deux sens on trace les deux courbes de $\frac{I}{I_0}$ on fonction de x, ces deux courbes se confondent aux erreurs d'expérience près, à condition de multiplier les ordonnées de la seconde par un facteur constant, de manière à faire coïncider les deux maximums.

3° Si on trace la courbe théorique $\frac{I}{I_0} = \left(\frac{z^2}{z^2 + x^2}\right)^{\frac{3}{2}}$ en ramenant encore son maximum à coïncider avec les deux précédents les courbes expérimentales se confondent avec elle, aux erreurs d'expérience près, lorsque les déplacements de la fente de part et d'autre de sa position symétrique sont inférieurs à 7 mm. En dehors de ces limites, le courant qui passe par la fente est toujours supérieur au courant calculé.

En résumé, en l'absence de champ électrique extérieur, la distribution des électrons émis par une lame de platine chauffée est très voisine de celle que permettrait de prévoir la loi de Maxwell.

Conditions expérimentales ; pressions du gaz 0,0004 mm à 0,004 mm, températures (mesurées à 20° près par variation de la résistance de la lame) environ 1000°.

J. Saphores.

Effet du champ magnétique sur la conductibilité électrique des flammes. — **H. A. Wilson** (*Proc. Roy. Soc.*, **82** (A) (1909) 595). — La flamme est constituée par la réunion des flammes de 12 brûleurs Bunsen, mis les uns à côté des autres ; elles brûlent à l'extrémité de tubes de quartz. La flamme totale a 14 cm de long, 6 de haut et 2 d'épaisseur. Les électrodes, formées de deux disques de platine, étaient à 10 cm l'une de l'autre et reliées à une batterie de piles par l'intermédiaire d'un galvanomètre. Dans la flamme étaient plongés deux fils de platine reliés à un voltmètre électrostatique multicellulaire, permettant de mesurer le gradient du potentiel. On

1. Voir *Radium*, 6 (1909).
2. *Phil. Mag.* VI **16** (1908) 890.

prenait comme résistance de la flamme le quotient de ce gradient par l'intensité du courant; cette résistance est indépendante du courant.

Le champ magnétique est perpendiculaire au courant et au mouvement des gaz de la flamme; il est produit par un électro-aimant de Dubois sans pièce polaire, pour donner un champ uniforme.

Quand on établit le champ la résistance change. L'auteur a constaté que le quotient du changement relatif de résistance par le carré du champ est constant, à condition de prendre pour le changement relatif de résistance la moyenne des résultats obtenus quand le champ magnétique est établi dans un sens ou en sens inverse. D'après la théorie de J. J. Thomson[1] on doit avoir

$$\frac{\sigma}{100} = \frac{1}{5} H^2 k^2,$$

en appelant σ le pour cent du changement de résistance, H le champ magnétique et k la mobilité en unités électromagnétiques des ions négatifs, devant laquelle on considère celle des ions positifs comme négligeable. L'auteur déduit de ses mesures $k = 9600$ cm sec pour un champ de 1 volt par centimètre.

Les différences entre les variations relatives de la résistance de la flamme suivant le sens du champ sont importantes, et sensiblement proportionnelles au champ. Elles sont à peu près 50 fois plus grandes que celles que permettrait de prévoir la force électromotrice résultant du mouvement vertical des gaz, mouvement que favorise le champ quand il est dirigé dans un sens et qu'il contrarie quand il est dirigé en sens inverse. L. Dunoyer.

Sur l'ionisation dans différents gaz. — E. Parr Metcalfe (*Phil. Mag.*, **18** (1909), 878-889). — Expériences faites dans le but de voir si l'ionisation d'un gaz est bien une propriété additive des atomes.

Dans le cas des carbures CH^4, C^2H^6, C^3H^8, C^4H^{10}, C^5H^{12}, l'addition de (C + 2H) à la molécule augmente l'ionisation moléculaire de 0,92; en déduisant 0,23 pour la part due à 2H, on a 0,69 pour un atome de carbone.

Dans la série O, CO, CO^2, la part de chaque atome de carbone dans l'ionisation est de 0,42.

Avec les deux iodures CH^3I et C^2H^5I, chaque groupe (C + 2H) n'entre que pour 0,57 dans l'ionisation moléculaire.

Kleeman avait étudié les trois alcools CH^3HO, CH^2H^5HO et C^4H^9HO; on en tire 0,89 pour ce qui revient à chaque (C + 2H). Aucune loi additive simple ne se trouve pour la série O, AzO, AzO^2. Il semble, de là, que la part qui revient à chaque atome, dans l'ionisation moléculaire, dépend des liaisons existant dans la molécule. Ed. Salles.

Sur la décharge électrique dans les gaz HCl, HBr, et HI. — L. Vegard. — (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 465-485.) — Les caractères généraux de la décharge à travers HCl, HBr et HI sont les mêmes que pour les gaz élémentaires; pour les deux premiers, la décharge peut être maintenue constante entre des limites de courant considérables; pour HI il faut de très faibles courants.

Le tube renferme un certain nombre de sondes, on mesure la différence de potentiel entre les électrodes, puis entre l'anode et chaque sonde, il est facile de construire la courbe caractéristique donnant la répartition du champ. Cette courbe dépend de l'histoire du tube, une modification de structure est accompagnée d'une variation dans le gradient de potentiel dans la colonne positive. Ces produits suivent l'ordre des poids atomiques des gaz.

[1] *Rapp. du Conq. Int. de Phys.*, Paris, 3 1900 144.

L'auteur a mesuré la chute de potentiel cathodique normale pour HCl et HBr; le courant le plus faible capable de la produire est le même que pour l'oxygène.

L'absorption électrique du gaz est reliée à la valeur de la chute cathodique, ce qui amène à penser qu'elle est due aux ions positifs lancés sur la cathode.

Ed. Salles.

Sur la formation des stries sous l'action de la décharge électrique dans un tube contenant un produit pulvérulent. — Thos. Jas. Richmond. — (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 771-782.) H. V. Gul en 1898 attira l'attention sur le fait que dans des conditions convenables la poudre de lycopode placée dans un tube de verre donnait naissance sous l'action de la décharge électrique à des stries nettement visibles.

Le but que se proposait l'auteur de ce travail était d'établir si possible une relation entre la fréquence des oscillations électriques et la distribution des stries. Cette distribution varie avec les diamètres des tubes employés, avec les poudres utilisées et enfin avec la fréquence des oscillations sans qu'il soit possible de déduire une loi simple des résultats expérimentaux obtenus. J. Saphores.

Sur la chute de potentiel anodique avec une cathode de chaux vive chauffée. — C. D. Child (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 351-368). — Dans l'appareil utilisé, la cathode est constituée par un dépôt de chaux vive sur une feuille mince de platine. Un courant électrique passant dans cette feuille permet de faire varier la température de la chaux. Une électrode d'exploration en fer, reliée à un électromètre, peut être déplacée au voisinage de l'anode.

La chute de potentiel anodique a été étudiée pour de faibles pressions du gaz. Elle varie quand la distance des électrodes varie et en sens inverse de cette distance. Pour des variations considérables, l'anode semble se déplacer par rapport à une strie, et la chute anodique dépend de la position relative de l'anode et de la strie. Cette chute passe par un maximum immédiatement avant l'apparition d'une strie nouvelle.

La chute de potentiel anodique varie beaucoup avec le courant qui traverse le tube. Elle est grande avec les courants très faibles ou très intenses et passe par un minimum par une valeur de courant qui est fonction de la pression du gaz et de la distance des électrodes.

La chute de potentiel anodique est petite quand l'anode est sur la trajectoire des rayons cathodiques, et grande, lorsque ces rayons n'atteignent pas directement l'anode. Elle ne semble dépendre ni du champ électrique, ni de la conductibilité du gaz au voisinage de l'anode.

Si la pression atteint ou dépasse 1 millimètre, la chute anodique est sensiblement indépendante du courant et de la distance des électrodes, elle croît légèrement avec la pression.

Avec des courants voisins de 0,5 amp. la décharge prend tous les caractères de l'arc.

Les phénomènes observés pourraient s'expliquer en admettant : 1° qu'aux basses pressions et pour les faibles courants, la chute anodique dépend de la vitesse des ions négatifs à l'anode; 2° que pour des pressions plus élevées, elle dépend de la différence de potentiel nécessaire pour produire des ions positifs à la surface de l'anode; 3° pour les courants intenses, cette différence de potentiel d'ionisation est modifiée par la concentration du courant autour d'un seul point de l'anode. J. Saphores.

Atomistique

L'aimantation change-t-elle la masse? — Morton G. Lloyd. — (*Terrest. Magnet. and Atmos. Electr.*, 14 (1909) 67). — L'auteur a repris cette question en se servant d'un aimant sans pôles, pour éviter l'action du champ terrestre. Il emploie à cet effet un tore en fer doux sur lequel est enroulé un fil de cuivre, et que l'on place sur un plateau d'une balance. Les extrémités de la bobine magnétisante sont reliées aux bornes d'une batterie de piles par un certain nombre de brins de fils d'argent (long. 10 cm., diamètre 0,004); le courant magnétisant est de 1,059 amp. et l'induction correspondante de 15 000 gauss.

La balance n'était pas entièrement dépourvue d'acier (couteaux, dispositif d'arrêt, etc.); mais l'auteur pense que l'emploi d'un circuit magnétique fermé rendait ce fait indifférent. La sensibilité de la balance, observée au moyen d'une échelle et d'une lunette, permettait de mesurer une variation relative du poids du fer de 6 à 7.10^{-8}.

Le courant magnétisant, bien que peu intense, produisait un échauffement qui faisait varier le zéro d'une manière continue. Pour diminuer cet inconvénient on ne faisait jamais passer le courant que pendant très peu de temps, et dans un sens tel que l'induction était d'abord maxima (15500) dans un sens, nulle et maxima en sens inverse. Les différences obtenues, corrigées du déplacement graduel du zéro, sont beaucoup plus petites que les erreurs expérimentales à craindre. L. Dunoyer.

Sur les changements apparents de masse décelés par des pesées d'aimants. — L. A. Bauer. — (*Terrest. Magn. and Atmos. Electr.*, 14 (1909) 72). — A propos du mémoire de M. Lloyd, l'auteur revient sur des mesures effectuées antérieurement par lui sur des barreaux aimantés placés sous diverses orientations dans une balance. Les différences obtenues par lui étaient beaucoup plus grandes que celles que signale M. Lloyd. Il est vrai que les expériences sont bien peu comparables. Celles de M. Bauer avaient pour but de mettre en évidence la composante verticale que le champ magnétique terrestre peut produire sur un aimant si ce champ n'est pas rigoureusement uniforme. Avec un aimant de 4 pouces (expériences inédites de M. Walker communiquées par M. Bauer), on peut avoir des différences, dans le champ terrestre de $\frac{1}{50\,000}$ suivant que l'aimant est tourné, sur la balance, vers le nord ou vers le sud. Ces différences dépendent évidemment du lieu où la mesure est faite et peuvent donner des indications intéressantes sur le degré d'uniformité du champ. L. Dunoyer.

Le mouvement brownien de rotation. — Jean Perrin (*C. R.*, 149 (1909) 549-551). — Dans le mouvement brownien, en même temps que les granules microscopiques se déplacent ils tournent irrégulièrement sur eux-mêmes; c'est ce dernier phénomène qui constitue le mouvement brownien de rotation. M. Perrin a vérifié expérimentalement la formule établie par Einstein relative à la rotation d'un grain sphérique de rayon a, placé dans un fluide de viscosité ζ et de température absolue T.

$$\alpha^2 = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{\zeta \cdot t \cdot a^3}$$

R étant la constante des gaz parfaits, N le nombre de molécules par molécule-gramme, α^2 le carré moyen de la rotation en un temps t, relativement à un axe arbitraire.

L'auteur a employé pour cette expérience des grains obtenus à partir de la résine, ayant un diamètre d'une douzaine de microns et placés dans une solution d'urée à 27 pour 100, liquide d'une densité sensiblement égale à celle des grains; les grains présentaient suffisamment de défauts pour servir de repères dans la mesure des rotations, les rotations étaient mesurées par des pointés à intervalles de temps égaux de la position des défauts dont la distance au centre avait pu être mesurée. La valeur obtenue pour N est 65.10^{22} et la valeur exacte est probablement $70.5\,10^{22}$; si on porte cette dernière valeur dans l'équation d'Einstein on trouve en degrés pour $\sqrt{\alpha^2}$ par minute la valeur 14° et la valeur expérimentale est 14,5. Gaston Dunoyer.

Contribution à la théorie des solutions colloïdales. — L. Rolla (*Il Nuovo Cimento*, V-18 (1909) 175-179). — L'auteur a mesuré à l'ultramicroscope les mobilités des granules de platine colloïdal et de différentes variétés d'or colloïdal. En admettant la validité de la loi de Stokes, on déduit de là les valeurs de la charge portée par chaque granule. Les nombres obtenus sont voisins de 10.10^{-10}, c'est-à-dire tout à fait comparables à ceux qu'on admet pour la charge de l'ion. « C'est un appui expérimental à l'hypothèse de Righi, qui fait des granules colloïdaux de « grossières imitations » des gros ions étudiés par Langevin et Bloch ». Léon Bloch.

Phénomènes cosmiques

Mesures de petites variations de longueurs d'onde par la méthode interférentielle; application à différents problèmes de spectroscopie solaire. — Fabry et Buisson (*Soc. Fr. de Phys.*, 17 déc. 1909). — Différents problèmes de spectroscopie et d'astrophysique conduisent à étudier de petits changements ou de petites différences de longueurs d'onde. La méthode ordinairement employée pour cela (mesure de petits déplacements de raies dans un spectre) n'est pas à l'abri de certaines causes d'erreur. La méthode interférentielle se prête très bien à ce genre de mesures.

Méthode et appareils. — Le dispositif employé se compose de deux parties : l'appareil interférentiel et l'appareil dispersif qui sépare les interférences dues aux diverses radiations.

L'appareil interférentiel est un système de deux surfaces argentées maintenues au parallélisme et à distance invariable. Il produit des interférences à l'infini, qui sont projetées, dans le plan focal d'une lentille, sur la fente du spectroscope. Celui-ci est du type autocollimateur, avec réseau de Rowland et objectif de 3 mètres de foyer.

Dans le cas d'un spectre à raies brillantes, on obtient une série d'images monochromatiques de la fente, réduites chacune à un certain nombre de points brillants, intersections de la fente avec les anneaux d'interférence produits par la radiation correspondante. Dans le cas du spectre solaire (spectre continu avec raies noires), on obtient, lorsque la fente a une largeur convenable, l'aspect exactement complémentaire du précédent ; spectre continu, avec raies noires, chacune réduite à un certain nombre de points noirs occupant exactement la position des points brillants que donnerait une raie d'émission ayant la même longueur d'onde que la raie d'absorption.

Pour déterminer le déplacement d'une raie, il suffit de mesurer les diamètres successifs des anneaux qu'elle produit ; cette mesure est faite soit visuellement, soit, plus souvent, sur des clichés photographiques.

Comparaison des raies du spectre solaire avec celles du spectre de l'arc au fer. — Chaque raie du spectre de l'arc au fer se retrouve, sous forme de raie d'absorption,

dans le spectre solaire. La comparaison faite par la méthode précédente a montré que, dans les deux spectres, les raies ne coïncident pas rigoureusement. Pour la majorité des raies il y a, lorsqu'on passe de l'arc au soleil, un léger déplacement vers le rouge, de quelques millièmes d'angstrom. Il y a, toutefois, de nombreuses exceptions : pour certaines raies, le déplacement est de même sens, mais beaucoup plus grand (jusqu'à 0,50 angstrom) ; pour d'autres il est de sens inverse (jusqu'à — 0,050 angstrom).

Ces anomalies trouvent leur explication dans l'étude de l'élargissement des raies. Les raies de l'arc ont toutes une largeur finie, elles s'élargissent lorsqu'on augmente l'intensité du courant ou la pression de l'atmosphère ambiante. Lorsqu'on produit l'*arc dans le vide*, toutes les raies deviennent beaucoup plus fines. Lorsqu'on élargit la raie pour une cause quelconque, cet élargissement se fait d'une manière différente selon les raies. Pour beaucoup d'entre elles, l'élargissement se fait d'une manière symétrique; il ne change pas la position apparente de la raie. Pour d'autres, il se fait d'une manière dyssymétrique ; pour certaines raies vers le rouge, pour d'autres, vers le violet, ce qui change, dans un sens ou dans l'autre, la position apparente de la raie dans le spectre d'émission de l'arc. Dans le spectre solaire, cet effet ne se fait pas sentir. Ces élargissements dyssymétriques, soigneusement étudiés pour les diverses raies, expliquent complètement les déplacements exceptionnels constatés lorsqu'on passe du spectre d'arc à celui du soleil. Si l'on compare le spectre solaire avec celui de l'arc dans le vide, on élimine ces effets d'élargissement et l'on trouve pour toutes les raies un léger accroissement de longueur d'onde lorsqu'on passe de l'arc au soleil.

Ce déplacement peut être attribué à la pression de la couche renversante de l'atmosphère solaire, et permet alors de calculer cette pression : on trouve ainsi de 5 à 6 atm.

Comparaison des spectres du centre et du bord du soleil. — Indépendamment de l'effet Doppler-Fizeau dû à la rotation du soleil, on trouve que, dans le spectre du bord, les raies sont légèrement déplacées vers le rouge par rapport à la position qu'elles occupent dans le spectre du centre du disque. Les raies sont en même temps un peu élargies dans le spectre du bord. Les deux effets se résument en un seul : le bord rouge de la raie subit un déplacement de 0,010 angstrom, tandis que le bord tourné vers le violet ne change pas.

Ce phénomène peut être attribué à l'absorption par les parties profondes de la couche renversante, ce qui donnerait environ 12 atm. pour la pression de cette couche profonde. R.

Expériences sur la dispersion de l'électricité atmosphérique. — **A. Campetti** (*Il Nuovo Cimento*, V- **18** (1909) 222-235). — Les expériences ont été faites à Varenzo dans le massif du Gothard. Elles ont eu lieu à mi-côte de la vallée, dans une région où le champ terrestre était très faible. Les indications qu'on peut en tirer sont les suivantes : 1° en l'absence de pluie, la concentration des ions positifs est supérieure à celle des ions négatifs; 2° par temps pluvieux, les deux concentrations diminuent, leur rapport varie irrégulièrement; 3° la valeur absolue de la vitesse du vent semble sans relation directe avec la déperdition électrique; 4° il en est de même de la variation du potentiel atmosphérique, bien qu'une corrélation apparente ait souvent été signalée en d'autres lieux.

Léon Bloch.

Théorie de Birkeland des orages magnétiques et magnétisme terrestre. — **W. J. Humphreys** (*Terrest. Mag. and Atmos. Elect.*, **14** 1909 81). M. Humphreys analyse un volume de M. Birkeland[1] dans lequel celui-ci expose les résultats des expéditions polaires qu'il a organisées et dirigées de 1896 à 1905, et des nombreuses expériences sur les tubes à vide qu'il a faites au laboratoire dans l'intervalle de ses expéditions.

Les observations de la 2e expédition (septembre 1899 à avril 1900) ont montré que les perturbations magnétiques sont beaucoup plus grandes dans les régions polaires qu'ailleurs et que tous ces orages peuvent être expliqués par des courants électriques de l'ordre d'un million d'ampères circulant à plusieurs centaines de kilomètres de hauteur. Les observations ont aussi montré que, pour contrôler cette hypothèse, destinée à l'explication des aurores et des orages magnétiques, il serait nécessaire d'obtenir des observations simultanées dans des stations polaires à 1000 kilomètres de distance les unes des autres.

Aussi la troisième expédition (1902-1905) a-t-elle utilisé 4 stations, l'une en Islande, l'autre au nord de la Norvège, une troisième au Spitzberg et la quatrième dans la Nouvelle-Zemble. Vingt et une stations répandues sur la surface du globe ont donné, en même temps que celles-ci, des renseignements sur vingt orages magnétiques, qui ont pu ensuite être minutieusement analysés.

Les orages peuvent ainsi être groupés en deux catégories. Les uns sont surtout développés au voisinage de l'équateur et les autres près des pôles. Les *orages équatoriaux* consistent en une variation anormale de l'intensité horizontale et peuvent être causés par des courants dirigés suivant des parallèles magnétiques. On appelle positifs ceux qui augmentent l'intensité horizontale et négatifs ceux qui la diminuent. Les *orages polaires* paraissent localisés d'une manière beaucoup plus précise; ces perturbations tombent, vers le 60e parallèle, au dixième de la valeur qu'elles ont dans la zone aurorale. Ils ne durent généralement que deux ou trois heures, survenant dans une période de calme. Les perturbations atteignent graduellement un maximum, puis reviennent à zéro, sans manifester généralement d'oscillations. En outre elles sont sensiblement localisées le long d'une ligne. Elles paraissent dues à des courants beaucoup plus rapprochés de la Terre.

L'ouvrage est, paraît-il, admirablement illustré.

L. Dunoyer.

Orages magnétiques et éruptions solaires. — **O. Lodge** (*Nature*, **81** (1909) 426-425). O. Lodge explique les perturbations magnétiques observées, par le passage au voisinage de la terre, d'un courant ou faisceau d'électrons émis par le soleil, la perturbation étant positive, quand ce faisceau s'approche, nulle quand il balaye la terre, négative quand il s'en éloigne; les perturbations de moindre importance qui accompagnent la perturbation principale seraient dues à des variations corrélatives de l'absorption de particules par l'atmosphère.

Un tel faisceau de particules électrisées constitue un cyclone magnétique, produisant aux endroits qu'il explore des variations du champ magnétique, de la même façon qu'un cyclone atmosphérique produit sur son passage des variations de la vitesse du vent.

La vitesse relative d'un tel faisceau solaire lorsqu'il balaye la terre dépend de la vitesse angulaire du soleil et a pour valeur environ 400 kilomètres par seconde.

Des courants terrestres seraient induits par l'approche et l'éloignement de ce faisceau ; la rotation de la terre dans le champ magnétique produit par le faisceau est trop faible pour avoir un effet quelconque.

1. Birkeland, *The Norwegian Polar Expedition* [illegible] 1 [illegible] 1905. Paris, Klincksieck, 22 shillings.

Dans le récent orage magnétique M. Chree a indiqué une variation de la déclinaison de 1°,5, suivie d'une variation inverse de même amplitude, la durée totale de cette perturbation ayant été d'un quart d'heure. C'est donc le temps employé par le faisceau pour traverser le lieu d'observation; O. Lodge en déduit que la largeur de ce faisceau est vingt fois le diamètre de la terre; l'ordre de grandeur de l'intensité du champ troublant d'après la variation observée est 0,004 CGS; sachant d'ailleurs que la charge et la vitesse des électrons des rayons cathodiques sont respectivement $e = 10^{-20}$ E. M. et $u = 10^{10}$ cm-sec, on peut calculer le nombre de particules nécessaires pour expliquer le champ troublant. Soit en effet r la distance du point d'observation à l'axe du faisceau linéaire de rayon a et γ la densité de courant. Le champ H produit est donné par les relations :

$$H = \frac{2C}{r} \quad (\ldots) \quad ; \quad n_1 e u$$

n_1 étant le nombre de particules par centimètre cube du faisceau.

Si $r = a$ on a :

$$n_1 = \frac{rH}{2\pi a^2 e u} \qquad n_1 = 0{,}005 \text{ par centimètre cube,}$$

c'est-à-dire 5 électrons par litre, en moyenne, ce qui est insignifiant puisque cela correspond pour le faisceau à une quantité de matière émise par le soleil moindre que deux tonnes par semaine. Le courant total équivalent est de six cent millions d'ampères, nombre très raisonnable qui permet d'expliquer les faits observés. G. Danne.

Orages magnétiques. — O. Lodge. (*Nature*, **81** (1909) 456). — On admet que la durée d'un orage magnétique créé par une explosion solaire est d'environ huit heures, l'influence effective de l'ensemble des faisceaux de particules électrisées à la distance de la terre s'exerce sur une largeur d'environ onze millions de kilomètres, ce qui, en supposant que cette zone est comprise à l'intérieur d'un cône ayant pour sommet le centre du soleil, conduit à un angle d'ouverture de 4°. L'intersection de ce cône avec la surface du soleil correspondant à ce qu'on appelle une tache, a un diamètre égal à environ la trentième partie du disque solaire; mais en vertu de ce que les trajectoires des particules dans le faisceau sont légèrement incurvées, la grandeur de l'éruption solaire du 25 septembre peut être beaucoup moindre. Gaston Danne.

Les orages magnétiques et les éruptions solaires. — C. Chree (*Nature*, **81** (1909) 456). — L'auteur discute la note de Sir O. Lodge relative aux orages magnétiques et éruptions solaires; on admet, sans difficulté, que les variations de la déclinaison mesurées dans un observatoire déterminé pendant un orage magnétique peuvent s'expliquer d'une façon générale par un faisceau d'électrons se propageant dans le méridien magnétique, faisceau dont la direction et l'intensité peuvent être altérées à de fréquents intervales; mais actuellement une théorie féconde doit expliquer non pas simplement les variations d'un seul élément magnétique dans une station déterminée, mais les variations des trois éléments magnétiques telles qu'elles ont lieu à différents endroits. Le calcul de Sir O. Lodge est profondément modifié, si on prend des données moins arbitraires en ce qui concerne la durée et l'intensité de l'orage magnétique considéré. O. Lodge, en effet, ne s'attache, dans l'orage magnétique du 25 septembre, qu'à la variation la plus importante de la déclinaison observée à Kew et limite la durée du passage du faisceau imaginaire à une quinzaine de minutes vers la fin de l'orage. Or dans un orage magnétique la déclinaison n'est pas le seul élément magnétique variable; le champ troublant n'est pas entièrement perpendiculaire au méridien magnétique et possède des composantes dans ce plan; ce champ n'a d'ailleurs pas non plus une direction fixe. Chacun des trois éléments présente des valeurs à la fois au-dessus et au-dessous de la valeur normale oscillant fréquemment autour de la valeur moyenne. L'inspection des courbes obtenues à Kew pour l'orage du 25 septembre montre manifestement que la variation particulière considérée par O. Lodge ne suffit pas à représenter cette perturbation; la composante horizontale subit simultanément un changement important. La durée du passage du faisceau ne serait pas de quinze minutes, mais de neuf heures au minimum; le diamètre du cône serait en conséquence multiplié par 36 et la section circulaire par 1296; mais l'orage magnétique considéré est relativement faible; la durée moyenne d'un orage magnétique d'après la liste de Greenwich, de 1882 à 1905, étant d'environ 50 heures, la section du faisceau calculée par Lodge, serait alors 14 000 fois plus grande. En réalité, les perturbations magnétiques qui se produisent simultanément en différents points sont interchangées, comme l'a expliqué M. Birkeland. Gaston Danne.

Orages magnétiques. — O. Lodge. — (*Nature*, **81** (1909) 485-486). — Sir O. Lodge énonce quelques considérations fondamentales en faveur d'une action solaire dans les orages magnétiques. Le soleil, en vertu de sa température élevée et de son état d'agitation violente, doit émettre des corpuscules électrisés. Une éruption solaire qui atteint la terre est accompagnée généralement d'un orage magnétique, ce qui n'a pas lieu lorsque l'éruption ne rencontre pas la terre. Il semble, par analogie avec un rayon solaire, qu'un faisceau de particules doive expliquer les variations des éléments magnétiques dans le cours d'une journée, indépendamment de la connaissance d'effets magnétiques et de courants induits dans la couche conductrice de la haute atmosphère; un faisceau de cette dimension n'est vraisemblablement pas uniforme et contient des rayons ayant une intensité propre dont le passage cause les effets observés de déviation dans un sens et dans l'autre. La découverte, dans la succession des orages magnétiques, d'une périodicité correspondant à la période de rotation axiale relative du soleil serait en faveur d'une action solaire. Les calculs faits avec des données de laboratoire montrent qu'une émission solaire radioactive peut expliquer quantitativement l'effet observé. La présence de noyaux cosmiques peut accroître la quantité d'eau tombée par pluie à un endroit déterminé, sans toutefois en modifier le régime local. Gaston Danne.

Orages magnétiques. — A. Ricco (*Nature*, **82** (1909) 8). — La perturbation magnétique du 25 septembre 1909 a eu lieu en même temps que le passage d'une grande tache solaire australe dont l'apparition s'est faite au bord est le 18 septembre et la disparition au bord ouest le 29 septembre; son passage par le méridien central, résultant d'observations faites à l'observatoire de Catane, a eu lieu le 23 septembre à 5 heures du soir, temps moyens de Greenwich. Le maximum de la perturbation enregistrée à l'observatoire de Kew a eu lieu le 25 à 4 heures 7 min.; le retard de la perturbation magnétique est donc de 47 heures sur l'instant de passage de la tache au méridien.

Cette valeur du retard est voisine de la moyenne des valeurs trouvées pour les retards relatifs à de nombreuses perturbations magnétiques observées à l'observatoire de Greenwich.

La propagation du soleil à la terre de l'action solaire sur le magnétisme terrestre se ferait donc en un temps compris entre 40 et 50 heures, correspondant à une vitesse de 900 à 1000 kilomètres par seconde, vitesse 500 fois moindre que celle de la lumière et des actions électromagnétiques; ce serait la vitesse des particules émises par le soleil.

Gaston Danne.

Orages magnétiques. — **G. G. Simpson** (*Nature*, **82** (1909) 57-58). M. Simpson, du Meteorological Office de Simla, réfute certaines assertions de Sir O. Lodge à propos de l'orage magnétique du 25 septembre. Par exemple, en ce qui concerne le courant de signe contraire se propageant dans l'écorce terrestre en même temps qu'un courant d'électrons, émis par le soleil, se dirige vers les pôles, M. Simpson fait remarquer que si une grande quantité d'électricité négative faisait irruption dans les régions élevées de l'atmosphère et induisait une charge correspondante d'électricité positive, il en résulterait nécessairement une variation dans le gradient du potentiel existant dans l'atmosphère. On peut calculer le gradient du potentiel dans ce cas en assimilant la surface de la terre à un plan indéfini et supposant que les électrons qui se meuvent dans les régions élevées de l'atmosphère ont une distribution uniforme de sorte que leur effet à la surface de la terre soit le même que s'ils se déplaçaient tous dans un plan parallèle, à la surface terrestre. Désignons en effet par σ la densité superficielle en ions sur le plan et par v leur vitesse dans ce plan. La variation correspondante du champ magnétique H sera $2\pi\sigma v$. Or, M. Chree a déterminé le maximum de variation de H lors de l'orage magnétique du 25 septembre et a donné la valeur 0,007 U. E. M. On en déduit :

$$\sigma = \frac{0{,}007}{2\pi v} \text{ UEM} = \frac{0{,}007}{2\pi v} \text{ V UES.}$$

V étant la vitesse de la lumière. Le champ électrostatique entre le plan considéré et la terre a pour valeur :

$$4\pi\sigma = \frac{4\pi\, 0{,}007}{2\pi v} \text{ V} = 0{,}014 \frac{\text{V}}{v} = 420 \frac{\text{V}}{v} \text{ volts par mètre.}$$

v étant au plus égal à V, la plus petite valeur du champ serait de 420 volts par mètre, valeur quatre fois plus grande que la valeur normale du gradient du potentiel de l'atmosphère et de signe contraire. Il résulte de ce calcul qu'on ne pouvait manquer d'observer cette variation du gradient du potentiel due aux charges électriques supposées pour l'explication des effets magnétiques; c'est ce que les mesures du potentiel atmosphérique n'ont jamais appris et en particulier le 25 et le 29 septembre le gradient du potentiel a été tout à fait normal. L'auteur conclut donc que les courants terrestres qui accompagnent les orages magnétiques ne sont pas dus à un effet de charges induites.

Les expérences de C. T. R. Wilson sur la condensation de la vapeur d'eau sur les ions ne permettent pas de regarder des électrons émis par le soleil et pénétrant dans l'atmosphère, comme noyaux de condensation de la vapeur d'eau, comme le suppose Sir O. Lodge; les conditions de l'expérience : absence de poussières et sursaturation supérieure à 4, ne sont pas en effet réalisées dans l'atmosphère. L'auteur réfute encore les conséquences tirées par O. Lodge relatives aux orages atmosphériques et au tonnerre.

Gaston Danne.

Orages magnétiques. — **G. W. Walker** (*Nature*, **82** (1909) 69). M. Walker fait remarquer, à propos du calcul de la valeur du gradient du potentiel atmosphérique publié dans la note de M. Simpson, que le résultat trouvé doit être divisé par 2 puisqu'il y a deux couches de courant de signe contraire.

Toutefois l'auteur ne croit pas que la charge induite par le courant d'électrons réside à la surface de la terre, mais plûtot qu'elle est distribuée dans l'atmosphère légèrement conductrice, particulièrement dans les hautes régions où la conductibilité est plus grande, comme l'a montré Shuster[1]; cette charge induite forme alors écran électrostatique mais non écran magnétique; à une hauteur où la pression est de 1 dyne par centimètre carré la conductibilité de l'air est telle que l'on peut considérer que cet écran électrostatique est pratiquement constitué après un millième de seconde, ce qui limite à cette valeur le temps pendant lequel l'effet magnétique est légèrement contrarié. Cette façon de voir explique l'absence d'effets électrostatiques directs à la surface de la terre dus au courant d'électrons se propageant à plusieurs centaines de kilomètres au-dessus de la terre. Les courants terrestres qui accompagnent les orages magnétiques seraient alors dus à un changement d'induction magnétique à la surface de la terre.

G. Danne.

Minéraux radioactifs contenus dans les roches communes. **Waters** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 677-679). — Recherches exécutées dans le but de trouver dans quels minéraux la radioactivité des roches ignées est la plus concentrée, et de les séparer si possible. Pour un granit de Cornouailles, la radioactivité était concentrée dans un oxyde de titane, pour un gneiss des Hébrides dans le zircon.

Ed. Salles.

Radioactivité de certaines laves. — **J. Joly** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 577-586). — Étude d'un grand nombre de laves provenant de divers volcans. Les laves du Vésuve présentent une radioactivité qui semble aller en augmentant depuis 1631, et toujours plus élevée que celle des roches constituant la montagne, et que les laves d'autres provenances, comme le montrent quelques chiffres empruntés au tableau :

Origine	Radium $\times 10^{12}$ en gr par gr.	Thorium $\times 10^{5}$ en gr par gr.
Vésuve 1631	7,8	2,2
— 1794	9,8	1,7
— 1852	13,0	0,6
— 1855	12,5	2,3
— 1895-99	14,6	2,1
— 1906	16,0	2,6
— 1906	13,8	. .
— 1906	9,2	.
Ischia (trachyte	6,8	4,2
Stromboli (scorie)	3,5	1,5
Etna 1855 (lave)	6,0	1,2
Kilaurea 1875 (lave)	3,9	1,4
Krakatoa 1883 (ponce)	4,5	5,2
Chimborazo (ponce)	3,2	2,4
Martinique (Bombe)	1,3	. .
Islande (lave)	1,5	
Vésuve (leucite)	1,0	0,6
— (biotite)	2,6	

Le mémoire contient un long exposé touchant la radioactivité et les volcans.

Ed. Salles.

Accumulation de l'hélium dans les périodes géologiques. — **R.-J. Strutt** (*Proc. Roy. Soc. A.*) **83** (1909) 96-99). — L'auteur continue ses recherches sur ce sujet. L'examen d'un certain nombre de nodules et d'os phosphatés confirme les conclusions déjà tirées concernant

1. *Phil. Trans.*, A., 1908.

leur teneur en hélium. Les expériences contenues dans ce mémoire ont pour objet l'étude de minerais de fer oxydés et carbonatés que l'on trouve dans les couches sédimentaires. Une limonite de la forêt de Dean avait un rapport en hélium[1] de 13,3, une hématite de Caen, de 13,2, une hématite provenant de la Cie Antrim (Irlande), de 0,87, une autre de 2,8 et une spherosidérie de Niédespleiss de 0,76.

Le résultat avec le minerai irlandais est intéressant, il permet de reculer de trente millions d'années la période éocène.

Des mesures ont été effectuées pour étudier la production d'hélium par les séries complètes de l'uranium et du thorium; le nombre donné par Rutherford de $9,15 \times 10^{-8}$cc, par gramme d'oxyde d'uranium est de l'ordre de grandeur auquel on doit s'attendre.

Les expérience avec la thorianite ont montré que dans la série du thorium la production d'hélium est moindre poids pour poids que pour celles de l'uranium.

Ed. Salles.

Sur les trajectoires des corpuscules électrisés dans le champ d'un aimant élémentaire avec application aux aurores boréales. — C. Störmer. (*Atti del IV congresso intern-Matem.*; 1908). — Les lois du mouvement d'une particule cathodique dans un champ magnétique permettent de retrouver par l'analyse mathématique les détails des phénomènes découverts par Birkeland dans son travail sur les aurores boréales, et une série de propriétés caractéristiques des phénomènes d'aurore boréale et des perturbations magnétiques.

Si l'on admet que l'aurore boréale et les perturbations magnétiques sont dues à des corpuscules électrisés venant de l'espace cosmique, on est conduit à trouver les trajectoires de ces corpuscules sous l'action du magnétisme terrestre. Diverses hypothèses faites pour simplifier ramènent le problème à trouver les trajectoires des corpuscules électrisés sous l'action d'un aimant élémentaire.

Les équations montrent que les trajectoires des corpuscules positifs sont symétriques de celles des corpuscules négatifs par rapport à un plan passant par l'axe de l'aimant. Les trajectoires forment une série infinie de familles, les trajectoires d'une même famille ne pouvant jamais sortir d'un espace correspondant. L'application aux aurores, dans le cas du magnétisme terrestre, montre que la terre sera frappée par des corpuscules solaires en des régions situées dans les zones arctiques et antarctiques. L'auteur a intégré approximativement les équations différentielles et déterminé une multitude de trajectoires différentes. Les directions distinguées sont celles suivant lesquelles sont jetées les corpuscules émanant d'un point à grande distance de l'aimant pour arriver à cet aimant. Ces directions montrent que les endroits frappés sont situés dans des ceintures entourant l'axe magnétique. Il n'y a qu'un petit nombre de directions distinguées qui puissent arriver à la terre et de ce que le soleil ne peut avoir toutes les situations possibles par rapport à l'axe magnétique de la terre, il résulte que les zones théoriques d'aurore sont limitées à des ceintures entourant les points d'intersection de l'axe magnétique de la terre et de sa surface. La forme des trajectoires explique aussi le fait jusqu'alors inexpliqué, que les aurores peuvent apparaître pendant la nuit. La calcul fait comprendre encore les phénomènes remarquables des draperies des aurores.

G. Dannel.

1 [illegible] d'hélium [illegible] par gramme d'équivalent total [illegible]

REVUE DES LIVRES

Traité de physique, par **O. D. Chwolson**. T. III, 1er fascicule : Thermométrie, capacité calorifique; Thermochimie, conductibilité calorifique. (Paris, Hermann, 1909. Prix : 15 francs.)

Ce fascicule, après une introduction sur l'énergie calorifique, la définition des températures (d'après Langevin et J. Perrin), etc., traite de la thermométrie et de la calorimétrie, puis de la conductibilité calorifique.

Il se recommande, comme les autres du même ouvrage, par une documentation sûre, des index bibliographiques à peu près complets et par la simplicité des exposés. La précision des descriptions d'appareils, et l'abondance des données numériques en font un utile instrument de recherches.

On peut regretter que l'auteur n'ait pas tenu compte, dans son exposé de la thermochimie, des remarquables travaux théoriques de Nernst qu'on peut considérer comme une justification du principe du travail maximum.

E. Bauer.

Müller-Pouillet. Lehrbuch der Physik. — II Optik par **Otto Lummer**, 2e fascicule (Vieweg, Braunschweig, 1909).

On a déjà rendu compte ici de la première partie de cette optique. Dans le deuxième fascicule se trouvent étudiées : la lumière elliptique, la polarisation chromatique, la constitution de la lumière blanche, la polarisation rotatoire, les théories de la réflexion de la dispersion, les phénomènes magnéto-optiques. L'ouvrage garde partout son caractère expérimental et intuitif. L'auteur expose et discute les hypothèses et les résultats fondamentaux des théories sans développer les calculs. Pour se rendre compte de la valeur de ce livre, il suffit de lire le chapitre remarquable dans lequel il fait comprendre les idées modernes sur la constitution de la lumière blanche (Gouy, Schuster, Rayleigh, Planck) par la simple discussion des expériences et par des analogies acoustiques. **E. Bauer.**

L'électricité considérée comme forme de l'énergie, par **E, Ariès** (16 × 25) (A. Hermann, Ed., Paris, 1909). Prix : Fr. 2,50.

Exposé de la théorie classique de l'électricité, sans aucun emprunt aux idées modernes. **L. Bloch.**

Stahlende Materie und Magnetische Strahlen, par **A. Righi**, traduction allemande par **Max Iklé**. 590 pages (16 × 25). J. Ambrosius Barth, éditeur, Leipzig 1909. Prix :

Nous avons donné antérieurement (*Le Radium*, **6** (1909) 127) l'analyse de l'édition originale du présent ouvrage publié en italien. On ne peut que féliciter M. Max Iklé pour la traduction allemande qu'il a su en donner.

L'observation solaire, par le **P. Mariano Balcells**. — Mémoire de l'Observatoire de l'Ebre. (1er fascicule (29 × 22), Gustavo Gili, éditeur, Barcelone, 1909.)

Publication intéressante et richement illustrée où se trouvent décrits les instruments et les méthodes d'observation en usage à l'observatoire de l'Ebre pour l'étude photographique du soleil. Cet exposé très clair intéressera tous ceux qui, sans être spécialistes, désirent se faire une idée des travaux actuels en astronomie solaire. **L. Bloch.**

Le Gérant : Pierre Auger. 65502. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la mesure de la constante de l'émanation du radium

Par Mme P. CURIE

(Faculté des Sciences de Paris.)

La vitesse de destruction de l'émanation du radium a déjà été l'objet de plusieurs déterminations. Voici les valeurs qui ont été indiquées pour la période T de diminution de moitié [1].

P. Curie	T	3.99 jours.
Rutherford et Soddy. .		3.71 »
Bumstead et Wheeler.	»	3.88 »
Sackur.		3.86
Rumelin	»	3.75

P. Curie mesurait à des intervalles de temps convenables l'ionisation produite dans un appareil de mesures par une certaine quantité d'émanation contenue en vase clos, et agissant, soit par son rayonnement total, soit par le rayonnement pénétrant. MM. Rutherford et Soddy conservaient l'émanation dans une éprouvette graduée et en prenaient de temps en temps un volume déterminé qu'ils introduisaient dans l'appareil de mesure; cette même méthode a été utilisée par M. Sackur. M. Rümelin partageait une certaine quantité d'émanation en deux portions dans un rapport connu, et mesurait, après des intervalles de temps différents, l'activité de chaque portion; l'émanation était transportée dans l'appareil de mesures par un courant de vapeur d'eau qui l'entraînait dans un gazomètre à eau, d'où elle était aspirée dans la chambre d'ionisation. Les nombres obtenus pour la période T par les différents expérimentateurs laissent subsister une incertitude de quelques pour 100 sur la valeur de cette période, et il paraissait désirable de connaître plus exactement une constante aussi importante. J'ai entrepris dans ce but plusieurs séries de mesures, dont les résultats sont indiqués dans ce mémoire.

La méthode utilisée était celle de P. Curie qui consiste à observer l'activité de l'émanation enfermée dans un récipient absolument étanche. Cette méthode offre plus de sécurité que les méthodes qui nécessitent un transport de l'émanation d'un vase dans un autre; les causes d'erreur qui résultent du transport sont augmentées avec le dispositif de M. Rümelin par l'usage du gazomètre à eau; l'émanation ayant une solubilité appréciable (coefficient de solubilité environ 0,5 à la température ordinaire), il doit se produire une perte d'émanation qui n'est pas négligeable pour des expériences précises.

Le rayonnement mesuré était, soit le rayonnement pénétrant, soit le rayonnement total. L'appareil utilisé pour la mesure du rayonnement pénétrant est représenté dans la figure 1; il est très analogue à

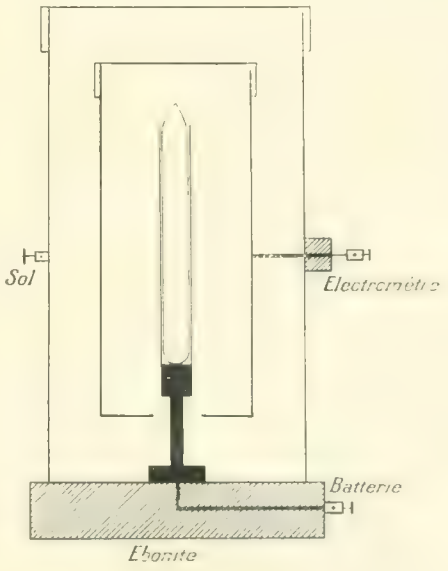


Fig. 1

l'appareil primitif de P. Curie. L'émanation est contenue dans un tube de verre scellé, placé à l'intérieur d'un tube d'aluminium mince; ce dernier forme l'électrode centrale d'un condensateur et se trouve relié à une batterie de petits accumulateurs; l'armature extérieure du condensateur est reliée à l'électromètre. On mesure le courant de saturation obtenu dans la chambre d'ionisation extérieure au tube à émanation; la méthode est dite *méthode des électrodes extérieures*.

1. P. Curie, *Comptes Rendus*, 1905; Rutherford et Soddy, *Phil. Mag.*, 1905; Bumstead et Wheeler, *Amer. Journ. of Sc.*, 1904; Sackur, *Ber. d. d. Chem. Ges.* 1905; Rümelin, *Phil. Mag.*, 1907.

Dans d'autres expériences, on mesurait l'ionisation produite à l'intérieur d'un récipient par l'émanation qui y était contenue. Cette méthode est celle *des électrodes intérieures*. L'appareil utilisé est un condensateur à gaz de modèle courant (fig. 2). La boîte de

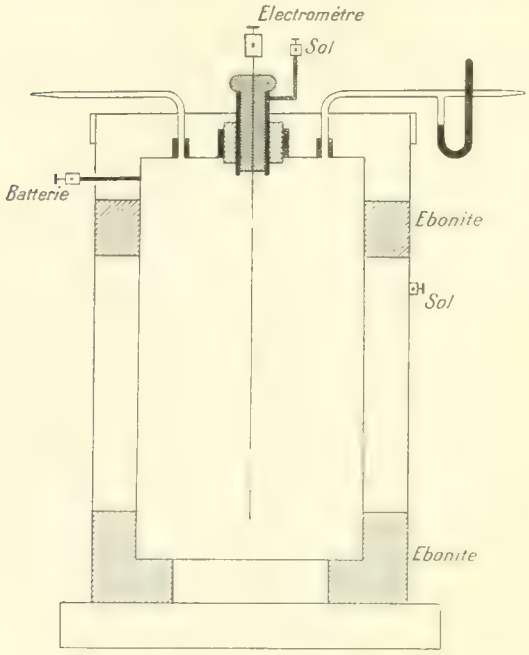


Fig. 2

ce condensateur est munie de deux tubes de dégagement étroits, dont l'un se termine par un manomètre tronqué de très petit volume, tandis que l'autre sert de tube de communication. L'opération préliminaire consiste à faire le vide dans le condensateur et à fermer le tube de communication à la lampe. On laisse ensuite l'appareil en observation pendant quelques jours pour vérifier qu'il est étanche. On aspire alors dans le condensateur une quantité convenable d'émanation contenue dans de l'air sec, on finit de remplir avec de l'air sec jusqu'à ce que la pression devienne sensiblement égale à la pression atmosphérique et l'on ferme à la lampe le tube qui a servi pour l'aspiration. L'appareil est alors prêt pour une série de mesures.

Les mesures étaient effectuées au moyen d'un quartz piézo-électrique. Ce dispositif permet d'effectuer des expériences de longue durée sur un rayonnement d'intensité décroissante, toutes les mesures étant absolument comparables entre elles sans que l'on ait à s'inquiéter de la sensibilité de l'électromètre et de la capacité électrique de l'appareil de mesures.

Chaque série de mesures par la méthode des électrodes extérieures ou intérieures se prolongeait de 20 à 30 jours, les mesures étant faites généralement une ou deux fois par jour. Le maximum de l'intensité du courant est atteint 3 heures après le moment où l'émanation a été aspirée dans le condensateur; toutefois la loi exponentielle pour la diminution de l'intensité ne semble parfaitement établie que 24 heures après l'aspiration. J'ai cru constater en particulier que dans mes expériences à électrodes intérieures, le courant, après avoir atteint le maximum, décroît de plus en plus vite entre $t=3$ heures et $t=20$ heures, le temps étant compté depuis l'instant où l'émanation a été introduite dans l'appareil; mais à partir de $t=20$ heures, la vitesse de baisse devient un peu moins grande, et prend un régime constant qui se maintient ensuite pendant plus de 20 jours. Si donc on construit la courbe qui représente le logarithme de l'intensité en fonction du temps, cette courbe présente un point d'inflexion entre $t=4$ heures et $t=20$ heures. Ce point d'inflexion, dont l'existence n'est pas prévue par la théorie, est peu marqué, et il est difficile d'être tout à fait affirmatif à son sujet, cependant je l'ai observé plusieurs fois ; la pente moyenne de la courbe entre 4 heures et 20 heures correspondait à une diminution du logarithme décimal par heure $a=0.00345$, tandis que la pente régulière qui représente la décroissance de l'émanation entre 1 jour et 30 jours correspond à la valeur $a=0.00326$. La netteté du point d'inflexion pourrait dépendre des dimensions de la chambre d'ionisation. Ces dimensions étaient les suivantes :

Diamètre intérieur du cylindre : 6,7 cm.
Hauteur intérieure du cylindre ; 12,5 cm.
Volume du condensateur : 440 cm³ environ.

L'électrode intérieure de 3 mm de diamètre a une longueur de 11,5 cm.

Dans toutes les expériences le courant de saturation était toujours atteint; la différence de potentiel établie entre les deux armatures du condensateur de mesures était de 800 volts.

Dans les expériences faites par la méthode des électrodes intérieures, la masse de gaz soumise à l'effet ionisant restait constante; aucune correction n'était donc nécessaire pour tenir compte de la variation de la pression et de la température de l'air ambiant. Mais dans les expériences faites avec l'appareil à électrodes extérieures, la chambre d'ionisation n'était pas close de manière à être étanche. L'ionisation produite dans l'air contenu dans cette chambre par les rayons pénétrants qui sortent du tube à émanation croît avec la densité de l'air soumis à l'action des rayons; elle pourrait être considérée comme proportionnelle à cette densité, s'il était certain que le pouvoir pénétrant de tous les rayons utilisés est suffisamment grand. On aurait en ce cas :

$$i = d \quad p \frac{1 - \alpha t}{1 + \alpha t}$$

en désignant par i le courant mesuré à la pression p

et la température t, et par i_0 le courant rapporté à une pression p_0 et une température t_0. La correction ε qui est à ajouter à i pour obtenir i_0 est alors donnée approximativement par la formule

$$\varepsilon = i\ 0.0015\,(760 - p) + 0.0037\ (t - t_0)$$

où p est mesuré en mm de mercure; la valeur de ε, généralement faible, peut cependant atteindre jusqu'à 2 pour 100.

Cette correction est probablement un peu trop forte, car il est vraisemblable que parmi les rayons primaires et secondaires il y en a de relativement absorbables; cependant l'expérience montre que la correction change très peu l'aspect des courbes obtenues, et qu'elle n'est pas susceptible de modifier les résultats.

Une autre correction est à considérer; c'est celle qui résulte de la radioactivité propre de l'appareil de mesures. Celle-ci était toujours très faible au début de l'expérience, par exemple 0,1 pour 100 du courant à mesurer; elle augmentait d'importance à mesure que le courant dû à l'émanation allait en diminuant, et elle pouvait atteindre alors 5 pour 100 de la valeur à mesurer. Une série de mesures portait sur 30 jours environ. Quand on emploie le procédé des électrodes extérieures, on peut prolonger la durée de l'expérience en employant une grande quantité d'émanation, et en réduisant au début l'intensité du rayonnement au moyen d'un écran en plomb épais qui enveloppe le tube actif et que l'on enlève après 20 jours. On constate toutefois qu'il n'y a pas intérêt à prolonger les mesures au delà de 30 jours, car la loi exponentielle simple se trouve altérée à partir de cette époque, et la décroissance du courant devient de plus en plus lente. Ce fait est dû au développement progressif d'une radioactivité à évolution très lente différente de celle qui ne demande que 5 heures pour atteindre un équilibre de régime avec l'émanation du radium; il y a formation de radium D suivie de production de radium E qui donne lieu à une émission de rayons pénétrants. Il est important de s'assurer qu'à la fin de l'intervalle de temps utilisé, le rayonnement du radium E ne peut contribuer d'une manière appréciable à produire le courant dans l'appareil de mesures. En effet si ce rayonnement commençait à se faire sentir, la loi de décroissance

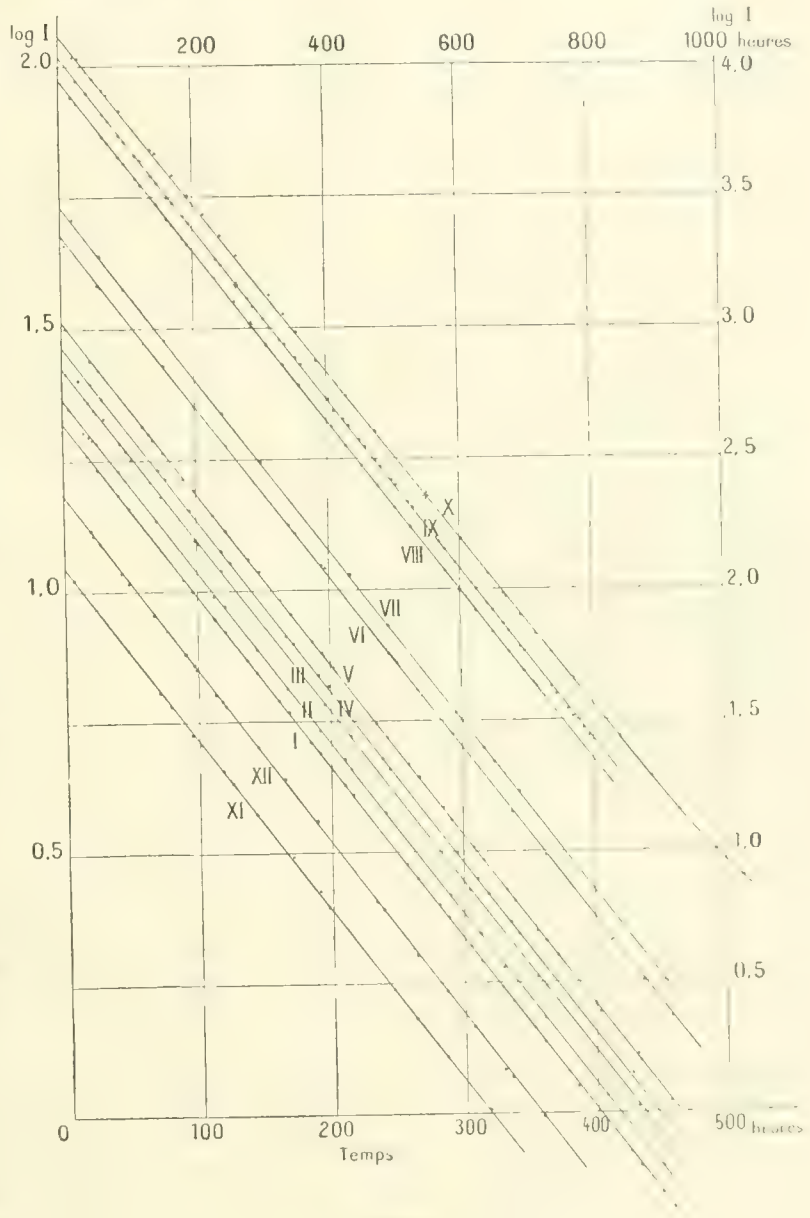


Fig. 5.

observée serait un peu plus lente que celle qui caractérise l'émanation, la déformation pouvant cependant être trop faible pour que l'on voie clairement que la loi n'est pas purement exponentielle. Cette considération constitue une objection importante contre l'emploi de méthodes qui consistent à mesurer l'activité de l'émanation en la laissant dans le même vase. J'ai éliminé cette objection de la

manière suivante. Quand la série des mesures est terminée, on chasse l'émanation du vase qui la contient, on attend 24 heures pour laisser s'éteindre la radioactivité induite à évolution rapide, et l'on mesure alors le rayonnement propre de l'appareil. Si l'on opère avec des électrodes intérieures, le vase est simplement le condensateur de mesures; si l'on opère avec des électrodes extérieures, ce vase est le tube qui contenait l'émanation et qui, après avoir été vidé, doit être remis en place pour la vérification à faire après 24 heures. Dans les deux cas on constate que l'activité observée ainsi après une expérience de 25 jours est très faible et qu'elle ne saurait modifier les résultats obtenus.

Chaque série de mesures a été représentée par une courbe, en portant en abscisses le temps mesuré en heures, et en ordonnées le logarithme décimal du nombre qui mesure le courant en unités arbitraires.

Les courbes ainsi obtenues sont reproduites dans la figure 3. Ce sont très exactement des droites dont le coefficient angulaire a (diminution du logarithme décimal de l'intensité par heure) est indiqué dans le tableau qui suit :

Tableau I : Électrodes intérieures.

	Temps d'observation	a	
I	470 heures	0.005279	valeur moyenne 0.005270
II	450	0.005270	
III	450 —	0.005265	
IV	450 —	0.005280	
V	580	0.005258	

L'échelle relative à ces droites est indiquée sur la figure en bas et à gauche.

Tableau II : Électrodes extérieures.

	Temps d'observation	a	
VI	460 heures	0.005255	valeur moyenne 0.005246
VII	500	0.005270	
VIII	700	0.005244	
IX	800	0.005255	
X	1040 —	0.005200	

Les droites VI et VII sont construites à la même échelle que celles du tableau précédent. Les droites VIII, IX, X représentent des expériences de durée beaucoup plus grande et sont construites à une échelle moitié de la précédente, indiquée sur la figure en haut et à droite. La concentration initiale de l'émanation dans le tube était en ce cas plus grande, mais l'intensité du rayonnement au dehors était réduite par l'emploi d'un écran de plomb qui entourait le tube; lorsque l'intensité était devenue faible, on enlevait l'écran et l'on continuait les mesures dans le même appareil. Le raccord des deux parties de la droite obtenues avec et sans écran est indiqué sur la figure par une croix, et l'on voit qu'il n'y a en ce point aucun changement de direction. L'altération de la droite X à partir de 800 heures est due à l'apparition de la radioactivité induite à évolution lente.

Dans les expériences du tableau 2 la concentration initiale de l'émanation était considérablement plus grande que dans les expériences du tableau 1, le rapport étant de l'ordre de 10^5. On remarque aussi qu'au cours d'une expérience isolée la concentration peut diminuer dans un rapport de 1000 environ sans que la loi exponentielle se trouve en défaut. De plus le coefficient a est sensiblement le même dans toutes les expériences, quelle que soit la concentration initiale dans les limites indiquées. Il en résulte que la loi de destruction de l'émanation est indépendante de la concentration de celle-ci dans de très larges limites.

Ce fait est encore confirmé par les expériences faites avec de l'émanation très concentrée (quantité maximum d'émanation pouvant être fournie par un décigramme de radium et contenue dans un petit tube de volume 0,1 mm^3 environ). La concentration initiale en ce cas était 2×10^{11} fois plus grande que dans les expériences avec électrodes intérieures, et cependant la loi de destruction ne paraît pas altérée. La droite XI représente une de ces expériences avec $a = 0.00525$.

La droite XII représente le résultat d'une série de mesures obtenues dans un appareil à électrodes intérieures avec l'émanation restante d'une expérience faite précédemment dans l'appareil à électrodes extérieures. La loi de destruction est toujours sensiblement la même ($a = 0.00550$). A la fin de cette série l'émanation était séparée du radium depuis 3 mois.

On voit d'après cela que la constante de l'émanation est susceptible d'être déterminée avec une grande précision par les deux méthodes employées. La méthode des électrodes intérieures donne pour a des valeurs plus concordantes et, en moyenne, légèrement supérieures à celles fournies par l'autre méthode. (Écart des moyennes inférieur à 1 pour 100). La méthode des électrodes intérieures, dans laquelle le rayonnement de l'émanation intervient directement à côté de celui de la radioactivité induite, semble avoir de ce chef un avantage sur celle des électrodes extérieures, dans laquelle le rayonnement de la radioactivité induite intervient seul; toutefois cette dernière méthode présente en revanche plus de sécurité parce qu'il est certain qu'aucune fuite d'émanation ne peut avoir lieu.

La théorie montre d'ailleurs, que quelques heures après l'introduction de l'émanation dans le récipient, le rayonnement total et le rayonnement pénétrant sont tous les deux très exactement proportionnels à la quantité d'émanation, et décroissent suivant la

même loi que celle-ci, pendant l'intervalle de temps utilisé dans les expériences.

J'ai remarqué que les résultats obtenus avec des électrodes extérieures sont très influencés par l'état d'humidité de l'air qui contient l'émanation. Si, en particulier, celle-ci est rigoureusement desséchée, les résultats sont très irréguliers, à tel point que l'expérience ne peut pas être utilisée pour la détermination de la constante. Ce phénomène s'explique par les conditions de dépôt de la radioactivité induite dans le tube qui contient l'émanation. Ce dépôt se forme dans le gaz et se dépose sur les parois du tube par un phénomène de diffusion; celui-ci est fortement influencé par les variations de la température ambiante qui donnent lieu à la production de remous dans la masse gazeuse. Tout changement de distribution du dépôt actif peut se traduire par une variation de l'intensité d'ionisation dans l'appareil qui utilise les rayons. On peut régulariser le phénomène par deux procédés : 1° en utilisant un tube très étroit, dans lequel le dépôt actif atteint très facilement la paroi et ne séjourne pas dans le gaz; une telle expérience est représentée par la droite VII; 2° en utilisant de l'air très humide dans lequel le dépôt actif subit l'action de la pesanteur et atteint rapidement la paroi inférieure; la droite VI représente une expérience faite dans ces conditions.

On peut conclure qu'en adoptant la valeur $a = 0.00526$, on obtient la constante de l'émanation du radium avec une erreur inférieure à 1 pour 100. D'après cette valeur de a on trouve :

$$\lambda = 2.085\ 10^{-6}\ \frac{1}{\text{sec.}} = 0.00751\ \frac{1}{\text{heure}}$$

$$\Theta = 4.796\ 10^{5}\ \text{sec.} \qquad 133.2\ \text{heures}$$

$$T = 5.524\ 10^{5}\ \text{sec.} \qquad 92.54\ \text{h.} \qquad 3.85\ \text{jours}$$

Pour contrôler les résultats des expériences qui viennent d'être décrites, une autre méthode de détermination de la constante λ a également été essayée. On étudiait l'accroissement d'activité en fonction du temps pour un sel radifère qui, après avoir été ramené à son activité minimum, a été enfermé en tube scellé. Pour priver le sel de l'émanation et du dépôt actif, on le dissout et l'on chasse l'émanation en laissant s'accomplir la destruction du dépôt actif accumulé. Ensuite la dissolution est rapidement évaporée à sec, et le sel est introduit dans une ampoule de verre étroite. On mesure le rayonnement pénétrant de cette ampoule au moyen d'un dispositif expérimental en tout point semblable à celui qui sert pour la mesure de la décroissance de l'émanation par la méthode des électrodes extérieures (fig. 1). L'intensité du rayonnement, d'abord très faible, croît progressivement et tend vers une limite déterminée; cette intensité est à chaque instant proportionnelle à la radioactivité induite formée dans le sel, et celle-ci est elle-même proportionnelle à la quantité d'émanation q présente dans le sel après le temps t, à condition que ce temps soit supérieur à quelques heures, et qu'un équilibre de régime entre l'émanation et la radioactivité induite soit établi. La quantité d'émanation q tend vers sa valeur limite q_0 suivant la loi

$$q = q_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

où λ est la constante de l'émanation.

On a donc $$\frac{q_0 - q}{q_0} = e^{-\lambda t}$$

L'excès de l'activité limite sur l'activité actuelle décroît donc suivant la loi de destruction de l'émanation. Si l'on porte en abscisses le temps, et en ordonnées le logarithme de la différence $(q_0 - q)$, les points obtenus doivent se placer sur une ligne droite dont l'inclinaison permet de calculer la constante λ.

Plusieurs expériences faites dans ce but ont donné des résultats tout à fait conformes à la théorie. La diminution du logarithme décimal de $(q_0 - q)$ par heure est très exactement la même que celle observée sur les droites de la figure 3. Les nombres obtenus dans trois expériences consécutives sont :

0.00517 0.00526 0.00522

L'une des expériences est représentée dans la figure 4.

Cependant cette méthode ne semble pas susceptible d'une aussi grande précision que la méthode de mesures de la décroissance de l'émanation, et pour

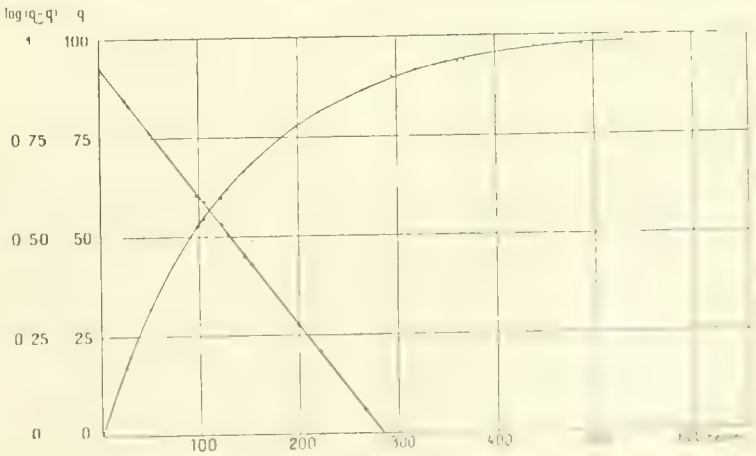


Fig. 4

cette raison les nombres obtenus n'ont pas été utilisés pour la détermination de la constante. L'erreur commise sur l'intensité limite se fait sentir sur chacune des différences $q_1 - q$; les courbes obtenues ne sont bien régulières que sur un intervalle de 8 à 10 jours environ.

Les valeurs des fonctions $e^{-\lambda t}$ et $1 - e^{-\lambda t}$ pour l'émanation du radium ont été indiquées par M. Kolowrat[1] pour diverses valeurs de t, dans des tables construites à cet effet. La valeur de λ qui a servi pour le calcul est celle qui a été déduite des déterminations décrites ci-dessus.

Reçu le 14 Février 1910.

Sur le polonium

Par Mme P. CURIE et A. DEBIERNE

(Faculté des Sciences de Paris.)

On sait que parmi les substances nouvelles radioactives, le polonium est celle qui a été découverte en premier lieu. Bien des efforts ont déjà été faits en vue d'isoler cette substance et de la caractériser comme élément chimique, mais malgré la très grande activité des produits obtenus, ce résultat n'a pas encore été atteint.

La théorie des transformations radioactives prévoit que la quantité de polonium présent dans les minéraux radioactifs doit être très faible. D'après cette théorie le polonium est considéré comme un descendant du radium, et la proportion relative de ces substances à l'état d'équilibre radioactif est égale au rapport de leurs vies moyennes. La vie moyenne du radium étant d'environ 5500 fois plus grande que celle du polonium, et le radium pouvant se trouver dans la pechblende en proportion voisine de 0,2 gr. par tonne, on voit que le même minerai ne pourrait contenir que 0,04 mmgr. environ de polonium par tonne.

Plusieurs problèmes de grande importance en radioactivité se rattachent à l'isolement du polonium. Ce corps est un élément instable qui paraît représenter le dernier terme radioactif dans la série des dérivés du radium ; on peut donc espérer mettre en évidence la formation d'un élément inactif à partir du polonium. De plus, le polonium donnant lieu à une émission de rayons α, doit produire de l'hélium ; or, cette production n'avait pu être observée jusqu'à présent, et il était important de savoir s'il y avait là réellement un fait incompatible avec la théorie.

Nous avons entrepris récemment un traitement chimique ayant en vue la préparation de polonium à l'état très concentré. Ce traitement était fait sur quelques tonnes de résidu de minerai d'urane dont nous pouvions disposer pour cet usage.

Le minerai était traité par une solution chaude d'acide chlorhydrique assez concentré, ce qui a pour effet de dissoudre presque complètement le polonium. La solution, qui ne contient pas de radium, a été soumise dans une usine à un traitement ayant pour but l'extraction de la matière active. Ce traitement, qui a été fait sous notre direction et qui sera décrit dans un mémoire plus étendu, a fourni environ 200 grammes de matière dont l'activité moyenne était 5500 fois plus grande que celle de l'uranium, et qui contenait principalement du cuivre, du bismuth, de l'uranium, du plomb, de l'arsenic ; l'activité était due au polonium. Nous avons cherché à purifier cette matière par un traitement effectué au laboratoire.

Pour cela, la dissolution chlorhydrique a été précipitée par l'ammoniaque pour éliminer le cuivre ; les hydrates furent soumis à l'ébullition avec une solution de soude, afin de dissoudre le plomb ; ils ont été traités ensuite par une dissolution chaude de carbonate d'ammoniaque pour dissoudre l'uranium. Tous ces traitements ont été répétés plusieurs fois. Les carbonates insolubles finalement obtenus ont été dissous dans l'acide chlorhydrique, et la solution a été traitée par le protochlorure d'étain. Les traitements dans leur ensemble ont été très efficaces, l'activité primitive se retrouvant dans le précipité final d'une manière suffisamment complète, ce dont nous nous sommes assuré par une méthode de dosage convenable.

Le précipité qui pesait environ 1 gramme a été redissous, et la solution chlorhydrique a été précipitée par l'hydrogène sulfuré ; les sulfures ont été lavés au sulfure de sodium ; ils ont ensuite été redissous, et la solution a été reprécipitée par le chlorure stanneux ; le précipité obtenu était de quelques milligrammes.

L'analyse spectrale effectuée sur cette matière a mis en évidence la présence d'éléments très variés :

1. Kolowrat, *Le Radium*, 6, 1909, 195-196.

mercure, argent, étain, or, palladium, rhodium, platine, plomb, zinc, baryum, calcium, aluminium. Quelques-uns de ces éléments devaient provenir de l'attaque des vases utilisés. En essayant de purifier la matière active, nous avons rencontré de grandes difficultés, et nous avons reconnu qu'il était très difficile d'obtenir sans perte une matière d'une composition plus simple. C'est ainsi qu'en essayant de séparer le plomb par un traitement à la potasse, nous avons constaté que le polonium avait passé en grande partie en dissolution, alors que nous avions pu utiliser sans danger ce même traitement en présence d'éléments insolubles dans ces conditions ; de cette solution alcaline le polonium n'a pu être reprécipité que par addition de sulfure alcalin.

Les réactions qui se sont toujours montrées sûres sont : la précipitation à l'état de sulfure en solution acide ou alcaline, et la précipitation par le protochlorure d'étain.

Nous avons constaté aussi que le polonium se dépose très facilement par électrolyse, et que ce moyen peut être utilisé pour une séparation quantitative, quand on veut extraire le polonium d'une dissolution acide. Mais on dépose en même temps tous les métaux tels que l'or, le platine, le mercure, etc. Après de nombreux essais, l'activité se trouvait concentrée sur 2 milligrammes de matière environ.

L'activité a été mesurée par la méthode électrique. Pour cela, une fraction connue et très petite de la dissolution était évaporée sur une lamelle de verre, on déterminait en valeur absolue le courant de saturation obtenu avec cette lamelle dans un appareil de mesure convenable. Connaissant la valeur de la charge d'un ion gazeux ($4,7\ 10^{-10}$ unités E. S.) et le nombre d'ions produits par une particule α du polonium le long de son parcours complet (environ $1,6\ 10^{5}$), on peut calculer le nombre des particules α émises par seconde. Connaissant de plus la vitesse de destruction du polonium (diminution de moitié en 140 jours), et le nombre des molécules contenues dans une molécule gramme (environ 6.10^{23}), on peut calculer la quantité de polonium dont le poids atomique est supposé voisin de 200. On peut aussi calculer le volume d'hélium qui se forme en un temps donné, en admettant que chaque particule α est un atome d'hélium.

Nous avons trouvé ainsi que la quantité de polonium obtenue devait monter à environ 0,1 mgr. ; cette quantité est celle qui doit se trouver d'après la théorie dans 2 tonnes environ d'une bonne pechblende. Notre matière active pouvait ainsi contenir quelques pour 100 de polonium, de sorte que l'analyse spectrale pouvait être tentée avec quelque chance de succès. Plusieurs spectres d'étincelle ont été obtenus et photographiés ; malheureusement chacune de ces opérations entraîne une perte assez importante de matière.

L'aspect du spectre est compliqué ; plusieurs éléments étaient présents : or, platine, mercure, palladium, rhodium, iridium. Dans certains spectres on constatait aussi la présence de métaux alcalino-terreux qui provenaient probablement de l'attaque des vases et que l'on éliminait par électrolyse. Après examen attentif des différents spectres et identification aussi complète que possible des raies connues par leurs longueurs d'onde (recueils d'Exner et Haschek, Watts) ou par des spectres de comparaison obtenus avec le même spectrographe, il reste quelques raies qui peuvent être attribuées avec quelque vraisemblance au polonium. Voici les longueurs d'onde de ces raies :

4642.0	faible,
4170.5	assez forte,
3913.6	faible,
3652.1	très faible.

D'autres raies ont une attribution douteuse, ce sont les suivantes :

4651.5	moyenne, pourrait être une raie parasite;
3961.5	moyenne, peut être identique à 3961.7 de l'aluminium ;
3668.5	faible, peut être identique à 3668.6 du platine.

La précision des mesures est assez bonne ; l'erreur ne dépasse probablement pas 0,3 unité Angström. Pour l'identification des raies, on se base non seulement sur la longueur d'onde, mais aussi sur l'intensité relative.

Nous comptons examiner à nouveau le spectre quand le polonium sera détruit, ce qui permettra d'avoir une opinion définitive sur l'attribution des raies indiquées plus haut. On peut aussi espérer voir le spectre de l'élément formé aux dépens du polonium.

D'après la théorie, cet élément pourrait être le plomb ; le plomb n'est pas totalement absent de notre produit, mais son spectre est très faible.

Nous avons constaté que la substance active obtenue ne donne lieu à aucune production de radioactivité induite, ni à aucune émission appréciable de rayons pénétrants. Nous avons constaté un dégagement extrêmement minime d'émanation du radium.

Une partie de la solution a été utilisée pour l'étude des gaz dégagés. Cette solution était introduite dans un tube de quartz placé lui-même dans un appareil qui pouvait être complètement purgé d'air. La solution dégage beaucoup de gaz ; il est facile d'observer la formation continue de bulles gazeuses, ce qui prouve qu'il y a décomposition de l'eau ; cette décomposition doit être attribuée à l'action des rayons α du polonium. Les gaz dégagés sont presque totalement absorbables par l'action du cuivre et de l'oxyde de

cuivre chauffés, de la potasse et de l'anhydride phosphorique.

Le faible résidu gazeux était recueilli et examiné par l'un de nous suivant sa méthode antérieurement utilisée pour l'examen des gaz dégagés par l'actinium et le radium[1].

Ce résidu est de l'hélium sensiblement pur, dont le spectre complet était observé, et dont le volume a pu être mesuré. Ce volume était égal à 1.5 mm³, sous la pression atmosphérique, l'accumulation ayant eu lieu pendant 100 jours. Ce volume est très voisin de celui que prévoit la théorie et qui est égal à 1.6 mm³. Le fait de la production d'hélium par le polonium se trouve donc établi avec l'ordre de grandeur prévu, nous nous proposons de faire une détermination aussi exacte que possible de ce volume jointe à des expériences de numération des particules α émises, de manière à obtenir la valeur du nombre de molécules contenues dans une molécule gramme.

Cette méthode directe semble particulièrement avantageuse quand on utilise une solution de polonium, les particules pouvant être en ce cas très complètement absorbées par le liquide.

Au cours de ces expériences un curieux effet des rayons a été constaté. Le polonium étant conservé à sec dans une petite capsule de quartz, celle-ci s'est trouvée fendillée en un grand nombre d'endroits en face de la substance; la production de ces fentes peut être attribuée à des décharges électriques.

Un dégagement abondant d'ozone était généralement constaté au voisinage de la substance.

Reçu le 14 Février 1910.

1. A. Debierne, *C. R.*, 1905 et 1909.

2. N. Campbell et A. Wood, *Le Radium*, 4, 1907, 199; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 14, 1907, 15; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 14, 1907.

3. J. C. Mc Lennan et W. J. Kennedy, *Nature*, Mai 1908, *Phys. Zeit.*, Août 1908; J. C. Mc Lennan, 5, 1908, 142.

Sur les rayons émis par les sels des métaux de la famille du potassium

Par E. HENRIOT

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure de Paris.

N. Campbell a signalé le premier la propriété que possèdent les sels de potassium d'émettre un rayonnement ionisant, de tout point analogue à celui des substances radioactives ordinaires, quoique beaucoup plus faible. Il reconnut, dès ses premières publications sur la question, que ce rayonnement se présente comme une propriété atomique du potassium, en ce sens que son intensité se trouve être proportionnelle à la teneur du métal dans les différents sels[2].

Il signala également que quelques essais de fractionnement effectués en vue de concentrer la propriété radioactive dans une portion du sel lui avaient donné des résultats négatifs, et en conclut que le rayonnement provient bien du potassium lui-même et non d'une impureté radioactive ordinaire qui lui serait mélangée.

Mc Lennan et Kennedy[3] reprirent la question peu après et leurs premiers résultats infirmèrent en partie ceux qu'avait annoncés N. Campbell. Ils reconnaissaient qu'en fait les sels de potassium émettent des rayons ionisants, mais que certains sels, en particulier des cyanures, donnent des effets beaucoup plus faibles qu'on ne pouvait s'y attendre étant donnée leur teneur en potassium. Ils concluaient, dans un mémoire publié dans ce journal, à la non-atomicité de la propriété radioactive dans les sels de potassium.

La difficulté de l'étude de ces rayonnements peu intenses, et les résultats contradictoires de Campbell et de Mc Lennan firent que l'on accueillit avec quelque réserve les faits annoncés par N. Campbell.

Il me sembla utile de refaire une étude détaillée de la question, qui est d'une certaine importance, puisqu'elle permet de faire un premier pas vers l'extension des phénomènes radioactifs aux substances communes[1].

Mes résultats confirmèrent de tout point ceux de N. Campbell. Le rayonnement du potassium est bien une propriété atomique de cet élément, et ne saurait être attribué à un élément radioactif connu.

Je rappellerai dans cette note, en précisant davantage, quelques expériences dont j'ai donné précédemment une description rapide. Mc Lennan[2] est d'ailleurs revenu sur ses premières déductions avant même que les recherches que j'avais entreprises n'aient été publiées et il est tombé d'accord avec N. Campbell, sauf sur la question du rubidium auquel il ne reconnut pas de rayonnement appréciable.

Divers auteurs, en particulier Levin et Ruer[3],

1. E. Henriot, *C. R.*, 5 Avril 1909 et E. Henriot et G. Yavon, *C. R.*, 5 Juillet 1909.

2. J. C. Mc Lennan et W. J. Kennedy, *Phil. Mag.*, VI, 16, 1908, 577.

3. Levin et Ruer, *Phys. Zeitschr.*, 9, 1908, 248.

Strong[1], Buchner[2] reconnurent que les sels de potassium et de rubidium donnent sur une plaque photographique des impressions qui les distinguent nettement des sels d'autres métaux.

La figure 1 est la reproduction d'une radiographie

Fig. 1.

de sulfate de potassium que j'ai obtenue, après 28 jours de pose, sur une plaque violette Lumière enveloppée dans deux feuilles de papier noir. Pour obtenir des impressions de ce genre, je dispose, comme le montre la figure 2, les cristaux de sel à étu-

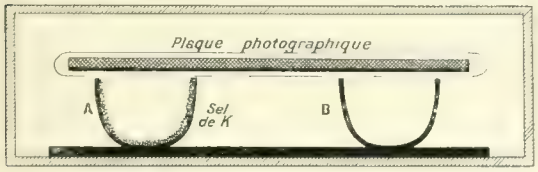


Fig. 2.

dier sur la surface intérieure d'un demi-cylindre de laiton A en les fixant par un peu de gomme arabique.

Un autre demi-cylindre de laiton B identique, recouvert également de gomme arabique, sert de témoin. La plaque, enveloppée de papier, est disposée au-dessus et l'ensemble est enfermé dans une boîte bien close.

La méthode photographique pour l'étude de tels phénomènes comporte beaucoup de causes d'erreurs et paraît infiniment moins sûre que la méthode électrométrique. On sait, en effet, que n'importe quel métal, notamment le zinc, donne des impressions photographiques, sans que la radioactivité ait à intervenir. Pour l'étude des sels de potassium et rubidium, où les effets sont relativement intenses, on peut, à la rigueur, faire emploi de la plaque photographique. Mais si l'on veut, un jour ou l'autre, étudier des phénomènes moins intenses, il faudra définitivement en rejeter l'emploi.

L'étude électrométrique des rayons dont je me suis proposé l'étude, se fait à l'aide d'appareils analogues à ceux dont on se sert pour l'étude des phénomènes radioactifs ordinaires. Seulement les rayonnements étant peu intenses $\left(\frac{1}{1000}\right.$ des rayons β de l'oxyde noir d'urane, à surface égale), on est obligé pour ne pas avoir de courants trop faibles, de prendre des surfaces assez considérables de matière rayonnante (de 1000 à 1200 cm². dans mes expériences). Comme d'autre part, ces rayons sont relativement pénétrants, on augmente leurs effets en les utilisant sur un plus long parcours, c'est-à-dire en prenant une chambre d'ionisation assez haute (20 ou 30 cm.)

La figure (3 *a*) représente par exemple un modèle

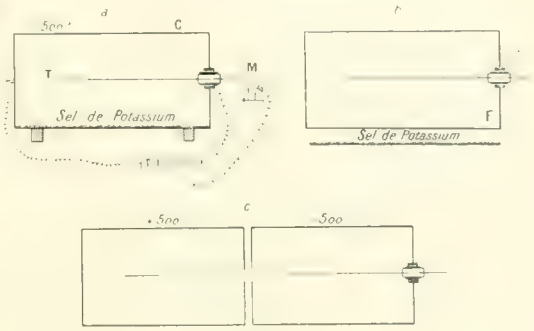


Fig. 3.

qui donne de bons résultats. La chambre est en zinc ou en laiton. On la porte à un potentiel suffisant pour avoir la saturation du courant. Le conducteur qui reçoit les ions formés est une mince tige métallique T isolée à l'ambre et protégée par un anneau de garde relié au sol. Elle se trouve mise extérieurement en relation avec un électroscope analogue à l'électroscope Wilson incliné, mais de dimensions beaucoup plus petites ($2^{cm},5 \times 2^{cm},5 \times 3^{cm},8$). On gagne beaucoup de régularité en réduisant les dimensions d'un tel appareil. En effet, quand il est au voisinage de sa sensibilité maxima, la feuille se déplace souvent d'une façon appréciable, probablement sous l'influence des mouvements de convection de l'air à l'intérieur de la boîte : ces mouvements sont gênés dans une boîte très petite, et l'uniformité des températures y est plus grande ; quoi qu'il en soit, on régularise beaucoup les mesures par cette modification. Il est vrai que l'on perd un peu de sensibilité. Néanmoins, même pour des mesures de ce genre, je n'étais pas obligé de régler l'appareil à sa sensibilité maxima, ce qui le rend un peu instable et je me contentais d'une sensibilité de 50 divisions par volt et même moins. Lorsque la chambre d'ionisation contient un sel de potassium, la tige se charge à 1 volt en 45 sec. environ sous l'influence du courant de saturation.

Un terme correctif assez important provient de l'ionisation spontanée de l'air dans la boîte C. Lorsque, sans faire agir de cause apparente d'ionisation, on renouvelle l'air de la boîte, en l'ouvrant et en la refermant simplement, on constate que la tige T reçoit des charges en quantité appréciable, puis rapidement, le courant diminue ; au bout d'un quart d'heure en-

1. Strong, *Phys. Review*, Août 1909.
2. Buchner, *Proceedings d'Amsterdam*, Juin 1909.

viron, il varie d'une façon extrêmement lente et tend à se fixer à une certaine valeur limite. Cette première décroissance du courant provient de l'introduction de gros et petits ions préexistant dans l'air environnant. Le courant subsistant dans la boîte provient probablement, en grande partie, de l'action de la radiation pénétrante de Cooke venue de l'extérieur, et des rayons secondaires qu'elle donne sur la face interne des parois métalliques de la boîte. Cette deuxième partie du courant subit une variation diurne qui a déjà été signalée par quelques auteurs[1]. J'en ai moi-même entrepris l'étude avec l'aide de M. Beauvais. Ce courant subit dans une journée des fluctuations de 15 pour 100 à 25 pour 100, et passe d'une façon très régulière par un maximum à 11 heures du matin. Pour faire les mesures de radioactivité sur les sels de potassium, on peut donc procéder de la manière suivante :

1) Introduire le sel dans la chambre d'ionisation. Attendre un quart d'heure ou vingt minutes. Effectuer cinq mesures successives à cinq minutes d'intervalle et dont on ne gardera les résultats que s'ils sont concordants au $\frac{1}{50^e}$ environ.

2) Retirer le sel de la chambre, attendre un quart d'heure ou vingt minutes. Effectuer comme précédemment cinq mesures à cinq minutes d'intervalle. — On trouve, en faisant la mesure de ce terme correctif de la manière régulière que je viens d'indiquer, qu'il est, suivant les circonstances de l'ordre de $\frac{1}{4}$ à $\frac{1}{8}$ du courant débité par le sulfate de potassium.

Sa valeur ne varie pas plus de $\frac{1}{20^e}$ dans l'intervalle de temps nécessaire pour encadrer une mesure faite avec le sel. Elle est généralement constante au $\frac{1}{10}$ près, dans le cours d'une série d'expériences. Si l'on opère de la façon précédente, en faisant sur un même sel de potassium plusieurs mesures que l'on croise avec des mesures du terme correctif, on obtient, après correction, des résultats concordant presque toujours à 1 pour 100 près.

Il est bien évident qu'une telle façon de procéder n'est possible que dans un laboratoire qui n'a subi aucune contamination par des produits fortement radioactifs, et que les mesures faites par ce procédé sont très longues.

J'ai employé également, par exemple dans les expériences que j'ai faites sur la déviation magnétique des rayons, des chambres d'ionisation fermées à la partie inférieure par une feuille métallique mince d'aluminium ou d'étain, au travers de laquelle on fera agir les rayons du sel placé extérieurement. On évite ainsi le renouvellement de l'air à chaque mesure. Cependant si la feuille est très mince, en glissant le sel sous la boîte, on n'évite pas totalement l'introduction d'air frais, si la feuille est épaisse on s'interdit l'étude des rayonnements très peu pénétrants (fig. 3 *b*).

On peut également, comme l'a fait Crowther dans ses expériences sur le coefficient de diffusion des rayons β de l'uranium, compenser le terme correctif dû à l'ionisation spontanée par un courant égal et de signe contraire. On prendra pour cela deux boîtes identiques, portées à des potentiels égaux et opposés, traversées toutes deux par la tige collectrice T, et on fera agir le rayonnement seulement sur l'une des boîtes. On diminue ainsi beaucoup l'importance du terme correctif, mais je me suis rendu compte qu'on ne l'élimine pas complètement et qu'il faut encore en tenir compte (fig. 3 *c*).

Quel que soit le procédé qu'on emploie, on obtient, en portant la boîte à des potentiels croissants à partir de 0, des courants dont les points représentatifs se placent sur une courbe de saturation. On recueille presque tous les ions à 500 volts, à 500 volts la saturation est totale. On obtient, par exemple, les nombres suivants (fig. 4) avec un sel de potassium.

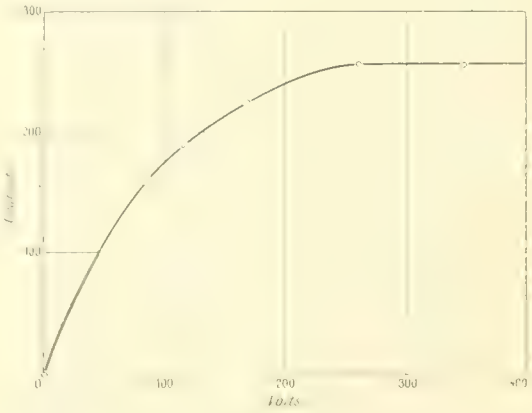


Fig. 4

Volts	0	87	169	169	258	347
Courants	0	159	185	225	250	257

Le courant est donc facile à saturer, ce qui donne à penser que l'on n'a pas affaire à des rayons α.

L'épaisseur du sel de potassium que l'on emploie n'intervient pas, à condition que l'on emploie une couche de sel assez épaisse. Si l'épaisseur tombe au-dessous d'une certaine limite, le courant mesuré est plus faible.

Supposons que l'on ait affaire à un rayonnement homogène, dont le coefficient d'absorption par le sel lui-même est égal à λ, et dont l'unité de volume débite un rayonnement *a*. Une tranche infiniment mince,

1 Cooke, *Phys. Rev.*, 6, 1907, 485. Wood, *Phys. Zeits.*, 10, 1909, 152.

d'épaisseur dx, située à une profondeur x dans le sel donnera une quantité de rayonnement $a\,dx$. Ces rayons subiront avant d'arriver à la surface une certaine absorption et l'ionisation qui leur correspondra à la sortie sera $ae^{-\lambda x}dx$.

Pour une couche de sel infiniment épaisse, l'ionisation mesurée correspondra à

$$I_\infty = a\int_0^\infty e^{-\lambda x}dx = \frac{a}{\lambda}$$

pour une épaisseur d, on obtiendra seulement

$$I_d = a\int_0^d e^{-\lambda x}dx = \frac{a}{\lambda}(1-e^{-\lambda d}),$$

on aura donc

$$\frac{I_d}{I_\infty} = 1 - e^{-\lambda d}.$$

Soit ρ le poids spécifique du sel, p le poids du sel par unité de surface rayonnante, l'expression précédente pourra s'écrire

$$\frac{I_p}{I_\infty} = 1 - e^{-\frac{\lambda}{\rho}p}$$

ou

$$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{1}{p}\log\text{nep.}\frac{I_\infty}{I_\infty - I_p}.$$

Le tableau suivant donne les résultats obtenus

p en grammes.	$\frac{I_p}{I_\infty}$	$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{1}{p}\log\text{nep.}\frac{I_\infty}{I_\infty - I_p}$
0,622	1	
0,214	0,916	11,57
0,158	0,755	10,22
0,096	0,655	10,44
0,0552	0,477	11,70
0,0567	0,557	12,0
0,0548	0,558	12,2
	Moy.	11,52

avec le sulfate qui convient particulièrement pour ce genre d'expériences, n'étant pas déliquescent.

Les résultats sont représentés graphiquement dans la figure 5. Les nombres de la dernière colonne peuvent être considérés comme pratiquement constants, les écarts qu'ils présentent par rapport à la moyenne provenant plutôt de la difficulté qu'il y a à obtenir des couches minces et homogènes de sel, que d'erreurs accidentelles dans la mesure du courant. Pour

Fig. 5.

obtenir de telles couches minces, on peut étendre avec un tamis le sel finement pulvérisé. Lorsque les épaisseurs doivent être très petites, il est préférable de projeter avec un vaporisateur une solution du sel sur une plaque métallique chauffée.

On obtiendra le poids par centimètre carré en dissolvant le sel employé, en le pesant après dessiccation et en divisant le résultat obtenu par la surface totale.

La constance du rapport $\frac{\lambda}{\rho}$ montre que l'on a affaire à un rayonnement pratiquement homogène. La valeur de ce rapport est tout à fait du même ordre que celui que Crowther a obtenu dans ses recherches très étendues sur l'absorption des rayons β de l'uranium[1]. Il ressort, en effet, des expériences de cet auteur que le rapport $\frac{\lambda}{\rho}$ pour les rayons β de l'uranium est une fonction atomique des éléments de l'écran, ce rapport variant entre 4,5 et 10 environ. Ce premier résultat nous conduit donc à considérer les rayons du potassium comme des rayons β homogènes.

Etudions maintenant ce qui se passe lorsqu'on essaie d'absorber par des feuilles d'étain, en nombre variable, les rayons d'une couche épaisse de sel. Soit

1. J. A. Crowther, *Phil. Mag.*, 1906, 379. — *Le Radium*, 3, 1906, 757.

	p en grammes	0	0,0109	0,0222	0,0577	0,0574	0,08114	[illegible]
SO^4K^2	$\frac{I_p}{I_0}$	1	0,75	0,60	0,48	[illegible]	0,26	[illegible]
	$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{1}{p}\log.\text{nep.}\frac{I_0}{I_p}$		25,8	23,2	22,1	[illegible]	[illegible]	15,4
KCl	$\frac{I_p}{I_0}$	1	0,75	0,65	0,49	[illegible]	0,27	[illegible]
	$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{1}{p}\log.\text{nep.}\frac{I_0}{I_p}$		25,7	20,2	21,1	18,5	[illegible]	16

I_0 le courant débité par le sel en l'absence d'écran, I_p le courant mesuré lorsque le poids d'écran par cm^2 est p. Si les rayons font partie d'un rayonnement homogène, on doit avoir

$$I_p = I_0 e^{-\frac{\lambda}{\rho} p}.$$

Le tableau placé au bas de la page précédente re-

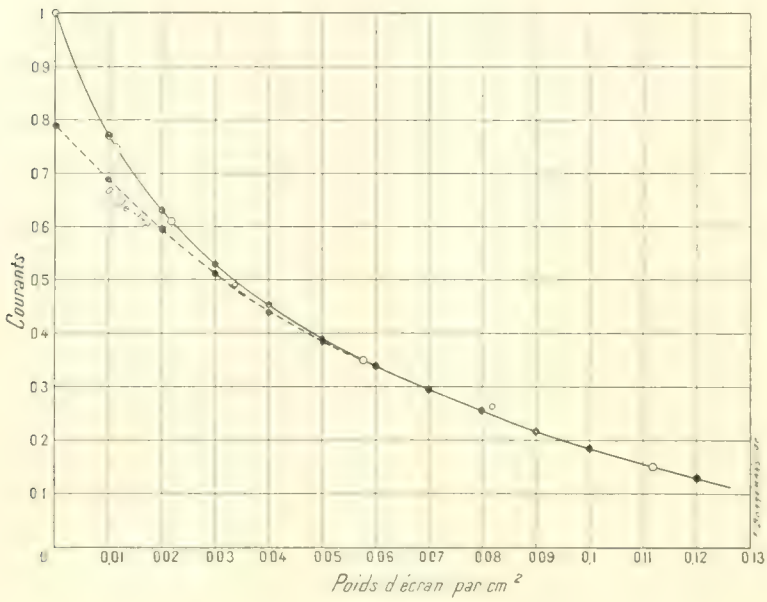


Fig. 6.

présente les résultats obtenus pour un échantillon de sulfate et un de chlorure. (Voir fig. 6.)

De l'inspection de ces nombres ressort l'impossibilité qu'il y a de représenter les résultats par une formule exponentielle simple. $I_p = I_0 e^{-\frac{\lambda}{\rho} p}$, où $\frac{\lambda}{\rho}$ serait une constante, les coefficients $\frac{\lambda}{\rho}$ calculés à partir de cette formule subissant une variation systématique très nette pour des épaisseurs variables de l'écran. Tout se passe comme si on avait des rayons de plus en plus pénétrants, à mesure que l'épaisseur de l'écran augmente. — Pour essayer de préciser les valeurs relatives des différentes espèces de rayons, nous pourrons raisonner de la manière suivante. Si on avait affaire à un rayonnement homogène, en appelant $\frac{\lambda}{\rho}$ son coefficient d'absorption par l'air, la fraction du rayonnement contenu dans la boîte de hauteur h rapportée au *rayonnement total* serait :

$$\frac{\int_0^h e^{-\frac{\lambda}{\rho} x} dx}{\int_0^\infty e^{-\frac{\lambda}{\rho} x} dx} = 1 - e^{-\frac{\lambda}{\rho} h}$$

π étant le poids d'une colonne d'air de hauteur h.

Pour avoir la quantité totale de rayons émis, il faudrait multiplier la quantité mesurée par

$$\frac{1}{1 - e^{-\frac{\lambda}{\rho} h}}.$$

Si le rayonnement est complexe et si son absorption se représente par une formule de la forme

$$\frac{I_p}{I_0} = a e^{-\frac{\lambda_1}{\rho} p} + b e^{-\frac{\lambda_2}{\rho} p} + \dots$$

l'absorption par l'étain, mesurée dans une chambre d'ionisation d'épaisseur infinie, serait exprimée par la formule

$$(2) \quad \frac{I_p}{I_0} = \frac{a}{1 - e^{-\frac{\lambda_1}{\rho} h}} e^{-\frac{\lambda_1}{\rho} p} + \frac{b}{1 - e^{-\frac{\lambda_2}{\rho} h}} e^{-\frac{\lambda_2}{\rho} p} + \dots$$

Or les résultats observés sont représentés très fidèlement par une formule à deux termes :

$$\frac{I_p}{I_0} = 0{,}79 e^{-14 p} + 0{,}21 e^{-90 p}. \quad (3)$$

Le tableau suivant montre l'accord entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées à partir de la formule (3).

p	0	0,0109	0,0222	0,0537	0,0574	0,0811	0,117
$\frac{I_p}{I_0}$ calculé	1	0,75	0,61	0,50	0,55	0,25	0,15
$\frac{I_p}{I_0}$ observé 50 kg	1	0,75	0,60	0,48	0,56	0,26	0,16
$\frac{I_p}{I_0}$ observé 1 kGl.	1	0,75	0,65	0,49	0,54	0,27	0,15

Ce qu'on observe correspondrait à la superposition de deux rayonnements dont l'un serait mesuré par les $\frac{79}{100}$ du courant en l'absence d'écran, et qui serait du même ordre de pénétration $\left(\frac{\lambda_1}{\rho_1} = 14\right)$ que les rayons β ordinaires, le deuxième intervenant seulement au taux de 21 pour 100 et très peu pénétrant $\left(\frac{\lambda_2}{\rho_2} = 90\right)$.

Ce rayonnement facilement absorbable est certainement contenu en entier dans la chambre d'ionisation. Il n'en est pas de même des rayons plus pénétrants. Il s'ensuit que la proportion de rayons mous paraît plus élevée qu'elle ne l'est en réalité. Il faudrait pour connaître l'importance des termes intervenant dans la

formule (2), avoir une évaluation du rapport $\frac{\lambda_1}{\rho_1}$ pour l'air. Ce rapport $\frac{\lambda}{\rho}$ se présente en général, pour les rayons β, comme une quantité très peu variable avec la nature de l'écran.

D'après les résultats de Crowther relatifs aux rayons β de l'uranium, on aurait pour l'air $\frac{\lambda}{\rho} = 4,5$, pour SO^4K^2 $\frac{\lambda}{\rho} = 6,4$, pour l'étain $\frac{\lambda}{\rho} = 9,5$. Nous trouvons avec les rayons β du potassium $\frac{\lambda}{\rho} = 11,5$ pour SO^4K^2 et $\frac{\lambda}{\rho} = 14$ pour l'étain [1]. Ici, comme dans le cas de l'uranium, le coefficient $\frac{\lambda}{\rho}$ semble une fonction légèrement croissante du poids atomique. Il semble donc bien que nous aurons une limite supérieure du coefficient d'absorption des rayons β du potassium par l'air en prenant $\frac{\lambda_1}{\rho_1} = 11,5$.

Nous verrons plus loin que des mesures directes conduisent à un résultat voisin. Du reste la fraction $\frac{1}{1 - e^{-\frac{\lambda_1}{\rho_1}}}$ change peu pour des variations assez notables de $\frac{\lambda_1}{\rho_1}$, qui n'a donc pas besoin d'être connu très exactement. En adoptant pour l'air $\frac{\lambda_1}{\rho_1} = 11,5$, on trouve, en substituant dans l'équation (2),

$$\frac{I_p}{I_0} = 0,90\, e^{-14p} + 0,10\, e^{-90p}.$$

Ce qui fait que le rayonnement très absorbable entrerait seulement dans le rayonnement total au taux maximum de 10 pour 100.

J'ai des raisons de croire que ces écarts à la loi exponentielle pour les petites épaisseurs de l'écran d'étain proviennent d'une perturbation systématique apportée par la feuille d'étain elle-même, et que l'existence du rayonnement très mou n'est qu'apparente. Voici pourquoi : supposons que nous prenions une couche épaisse de sel, le rayonnement facilement absorbable devrait provenir d'une couche très mince à la surface, le rayonnement pénétrant d'une couche plus épaisse. Si donc on fait décroître l'épaisseur du sel, le courant diminuera, mais la diminution ne portera que sur les rayons pénétrants, et le rayonnement semblera enrichi en rayons très absorbables. En disposant donc une feuille d'étain sur la surface, on aurait, pour des couches minces de sel, une diminution plus importante que pour les couches épaisses. Le calcul permettrait de prévoir pour les expériences suivantes une variation de 60 à 71 pour K (K étant le rapport des courants mesurés avec la feuille d'étain et sans cette dernière). On trouve :

Poids total du sel sur 1125 cm².	12	100	242	507	720
K	0,74	0,705	0,70	0,72	0,72

K ne subit pas de variation nette et l'existence réelle d'un rayonnement très absorbable me paraît peu probable. La feuille d'étain peut agir par exemple par la production d'un rayonnement secondaire. Crowther [1] a trouvé des perturbations du même genre et dans le même sens en étudiant l'absorption des rayons β de l'uranium par l'étain.

Ici nous avons des rayons β certainement moins rapides que ceux de l'uranium. Or Becquerel a montré que quand la vitesse d'un rayonnement β diminue, la proportion de rayons secondaires qu'il donne sur un obstacle augmente. Nous devons donc nous attendre à trouver à la loi exponentielle des écarts encore plus marqués que ceux que signalait Crowther pour l'uranium. Il me semble bien probable que c'est de cette manière que doivent s'interpréter les résultats observés.

Pour déterminer le coefficient d'absorption $\frac{\lambda}{\rho}$ pour l'air, on peut se servir d'une chambre d'ionisation à doubles parois que l'on portera à des températures connues au moyen d'huile chaude introduite entre les deux parois. Le sel lui-même sera placé dans la boîte et se trouvera porté à la même température qu'elle.

Si r est le rayonnement apparent, R le rayonnement total à t_0, on a vu plus haut que le rapport entre ces deux quantités est

$$\frac{r}{R} = 1 - e^{-\frac{\lambda}{\rho}\pi}$$

π étant le poids à t_0 d'une colonne d'air égale à la hauteur de la boîte. A t_0', on aura :

$$\frac{r'}{R'} = 1 - e^{-\frac{\lambda}{\rho}\pi'}$$

d'où

$$\frac{r}{r'} = \frac{R}{R'} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{\lambda}{\rho}\pi}}{1 - e^{-\frac{\lambda}{\rho}\pi'}}$$

si on admet que R = R', ce qui revient à admettre que le rayonnement total est indépendant de la tem-

1. Cette valeur $\frac{\lambda}{\rho} = 14$ me semble beaucoup plus exacte que la valeur $\frac{\lambda}{\rho} = 16$ que j'avais donnée à la suite de mes premières expériences.

1. J. A. Crowther, *loc. cit.*

pérature), on a

$$(a)\quad \frac{I'}{I} = \frac{1 - e^{-\frac{\lambda}{\zeta}\pi}}{1 - e^{-\frac{\lambda}{\zeta}\pi}} \quad \text{Or } \frac{\pi}{\pi} = \frac{T}{T'},$$

T et T' étant les températures absolues. De la mesure de $\frac{I'}{I}$, du calcul de π et π, on pourra déduire une estimation de $\frac{\lambda}{\rho}$. On trouve par exemple en prenant $t = 14°$ et en faisant varier la température t' entre 154° et 14°

t'	14°	104°	119°	125°	128°	154
$\frac{I'}{I}$ . . .	1	0,85	0,76	0,80	0,69	0,68

Le courant diminue donc lorsque la température s'élève, ainsi qu'on devait le prévoir. On peut substituer diverses valeurs de $\frac{\lambda}{\zeta}$ dans l'équation (a). En substituant $\frac{\lambda}{\zeta} = 7,5$, on trouve pour la quantité

$$\frac{I'}{I} \frac{1 - e^{-\frac{\lambda}{\zeta}\pi}}{1 - e^{-\frac{\lambda}{\zeta}\pi}}$$

qui doit être égale à l'unité pour la valeur cherchée de $\frac{\lambda}{\zeta}$ 0,95, 0,94, 1,08, 1,02, 1,07.

En substituant d'autres valeurs de $\frac{\lambda}{\zeta}$ on obtient des séries de nombres dont l'écart moyen avec l'unité est plus grand. La valeur $\frac{\lambda}{\zeta} = 7,5$ semble donc la meilleure. Cette méthode doit donner seulement un résultat assez grossièrement approché pour $\frac{\lambda}{\zeta}$. La fraction $\frac{1 - e^{-\frac{\lambda}{\zeta}\pi}}{1 - e^{-\frac{\lambda}{\zeta}\pi}}$ varie très peu pour de notables variations de $\frac{\lambda}{\zeta}$, si bien que la valeur du coefficient d'absorption tirée de l'équation (a) est mal déterminée.

Si l'on admettait pour l'air la valeur $\frac{\lambda}{\zeta} = 11,5$ trouvée plus haut pour SO^4K^2, on aurait seulement en substituant dans (a) un écart moyen de 10 pour 100 de $\frac{I}{I}$ avec l'unité. Nous voyons donc que le rayonnement total doit être pratiquement indépendant (au $\frac{1}{10}$ près) de la température entre 14° et 140°. Ceci rend peu probable l'existence d'une émanation. Je me suis d'ailleurs assuré qu'en faisant passer un courant d'air, de gaz d'éclairage ou d'acide carbonique sur le sel séparé de la chambre d'ionisation par une feuille mince d'aluminium (0mm,1) on ne change rien au courant d'ionisation mesuré. — Rien ne nous autorise donc à admettre l'existence d'une émanation.

Les rayons β du potassium sont susceptibles de donner des rayons secondaires. Je m'en suis rendu compte en appliquant, à la partie supérieure de la chambre d'ionisation, c'est-à-dire à 20 cm du sel rayonnant, une feuille de plomb qui, indépendamment des rayons qu'elle émet spontanément, donne sous l'influence d'un sel de potassium une quantité des rayons secondaires atteignant 10 pour 100 des rayons primaires. L'étain dans les mêmes conditions donne 2 pour 100. L'aluminium, le papier ne donnent rien de mesurable.

Je me suis posé la question de savoir si le courant est absolument bipolaire ou partiellement unipolaire, c'est-à-dire si un renversement du potentiel de charge de la chambre d'ionisation change la valeur absolue du courant mesuré. Cette valeur absolue reste la même à 2 pour 100 près. On ne peut apprécier mieux parce qu'on est obligé de changer également le signe du potentiel de charge de l'électroscope et ce changement de signe amène toujours de petites variations de sensibilité.

Si l'on admet qu'un électron dont la vitesse est tombée au-dessous de la vitesse nécessaire pour ioniser le gaz est recueilli au même titre qu'un ion ordinaire, cette expérience fournit une limite inférieure du nombre d'ions de chaque signe que fournit un électron β. D'après le résultat précédent, chaque électron donnerait au moins 50 ions. Du reste nous verrons qu'avec le rubidium, dont les électrons ont une vitesse moindre, cette bipolarité subsiste encore.

Les expériences précédentes tendent à faire concevoir les rayons du potassium comme des rayons β. — Comme confirmations de ce fait, on peut citer les expériences de N. Campbell qui trouva que ces rayons sont déviés d'une manière appréciable par un champ électrique.

J'ai moi-même obtenu une déviation de ces rayons au moyen d'un champ magnétique dans le sens que l'on prévoit en supposant une électrisation négative des rayons. Après quelques essais infructueux j'ai trouvé que l'appareil représenté dans la figure 7 donne des résultats positifs. Z représente les pièces polaires d'un électro-aimant entre lesquelles on place le sel S. E est une chambre d'ionisation fermée par une feuille d'étain F que devront traverser les rayons. J'ai indiqué aux points A, B, C, D la répartition du champ qui donne les meilleurs résultats. L'effet obtenu par renversement du champ ne dépasse pas 15 pour 100 et il est dans le sens prévu.

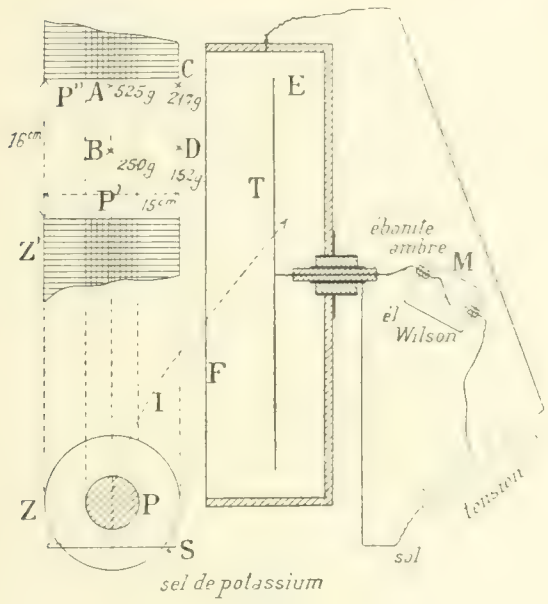


Fig. 7.

Les rayons du potassium sont donc des rayons β.

La question se pose de savoir si ce rayonnement n'est pas dû à une petite quantité d'un corps fortement radioactif. Dans cette dernière hypothèse, quelle que soit l'origine du sel, cette impureté se trouverait exister dans les sels de potassium en quantité proportionnelle à la teneur du métal. D'autre part parmi tous les corps radioactifs ne possédant pas de rayonnement α (Ur X, Ra B, Ac A, Ac C, Th X), aucun n'a une vie moyenne supérieure à un mois. Or l'activité de vieux échantillons de sels de potassium est identique à celle d'échantillons récemment préparés. Il faudrait donc admettre que cette impureté radioactive n'est identique à aucun produit connu.

La propriété radioactive semble bien ne pas pouvoir se séparer du potassium. Pour établir ce fait, j'ai entrepris au laboratoire de M. Lespieau et avec le concours dévoué de M. G. Yavon une longue série de fractionnements pour essayer de concentrer la propriété radioactive dans une portion du fractionnement. Les résultats ont été toujours négatifs et les portions de tête et de queue du fractionnement ont donné des rayonnements égaux à 1 pour 100 près. Nous avons mis en œuvre les procédés de fractionnement suivants.

1° Cristallisation fractionnée du chlorure.

2° Précipitation répétée du chlorure en solution concentrée par l'acide chlorhydrique gazeux.

3° Précipitations répétées de sulfate de baryum au sein d'une solution de sulfate de potassium.

4° Chauffage des sels à des températures variables.

A la suite de ces résultats sur les sels de potassium, il était naturel d'entreprendre l'étude correspondante pour les sels de rubidium et de cæsium.

Les sels de rubidium donnent des résultats analogues. J'en ai poursuivi l'étude sur deux échantillons d'alun[1] et un échantillon de sulfate pur. Comme précédemment, l'ionisation est facile à saturer. Le courant débité par le sulfate, en fonction de l'épaisseur du sel, est indiqué par les nombres du tableau suivant :

p	[illegible]	[illegible]
0.152	1	
0.0251	0.88	94.5
0.0164	0.80	99
0.0147	0.750	97
0.00472	0.48	140
0.00158	0.22	158

Les courants, dans l'ensemble, sont environ dix fois moins pénétrants et beaucoup moins homogènes. Les expériences sont beaucoup plus délicates par suite de la nécessité où l'on est de faire des couches de sel extrêmement minces et couvrant bien.

Le courant mesuré est plus fort avec le sulfate de rubidium qu'avec le sulfate de potassium. *Le rayonnement total* du sulfate de rubidium doit être environ deux fois plus fort que le *rayonnement total* du sulfate de potassium.

L'absorption par les feuilles d'étain donne les résultats suivants :

p	0	0.00294	0.0145
[illegible]	1	0.27	0.11
[illegible]		165	140

C'est-à-dire, comme précédemment, un rayonnement environ dix fois moins pénétrant que celui du potassium.

De même que dans le cas du potassium le courant est bipolaire, c'est-à-dire que quoique la vitesse des électrons soit probablement moindre, chaque électron doit fournir au moins une cinquantaine d'ions.

Les sels de cæsium ne donnent absolument rien de mesurable. Je me suis servi de 100 grammes de sulfate de cæsium pur et n'ai pu mettre aucun effet en évidence, dans aucun des deux sens du champ. Quoique cette différence de propriétés entre le cæsium et le rubidium soit très surprenante, étant donné leur proche parenté au point de vue chimique elle ne doit pas faire mettre en doute les résultats relatifs au potassium et au rubidium.

Il est, en effet, difficile de trouver deux éléments plus ressemblants que [illegible]

1 [illegible] dépositaire par M. [illegible] [illegible] Nancy.

point de vue chimique, et cependant j'ai pu m'assurer que le baryum n'émet pas de rayonnement excédant 2 pour 100 de celui du potassium, autrement dit le baryum posséderait au plus $\frac{1}{50}$ de la radioactivité du potassium.

Le sodium et le lithium ne donnent rien de net. Le thallium, qui par ses propriétés chimiques se rapproche des métaux alcalins, m'a donné également des résultats négatifs. J'ai étudié par la même méthode les sels d'un certain nombre d'éléments communs, au point de vue de leur radioactivité. Aucun ne donne de rayonnement comparable à celui du potassium et du rubidium.

Devons-nous attribuer les phénomènes précédents à une propriété radioactive analogue à celle du radium et n'en différant que par une intensité beaucoup moindre?

L'étude des corps radioactifs ordinaires nous a habitués à l'idée que la lourdeur du poids atomique, plutôt que la structure de l'atome, intervient pour déterminer le processus radioactif.

Dans la série du potassium, c'est plutôt l'inverse qui a lieu, le cæsium étant complètement inactif. Peut-être le mécanisme de cette radioactivité est-il tout différent d'une désintégration atomique. En tout cas, les rayonnements ne proviennent pas d'une transformation de la radiation pénétrante de Cooke. Cette dernière subit, en effet, dans l'intervalle d'une journée, des fluctuations de 10 à 20 pour 100. Je n'ai jamais rien observé de semblable pour le potassium, et il ne me semble pas qu'il y ait lieu de chercher une relation de cause à effet entre les deux phénomènes. Peut-être pourrait-on penser à une transformation constante par le sel de la radiation calorifique du corps noir que constitue la boîte, à la température de l'expérience. Or j'ai opéré entre 14° et 140°. Entre ces limites la radiation calorifique en équilibre, calculée par la loi de Stefan, passe de 1 à 2. Le rayonnement du potassium, nous l'avons vu, ne change pas d'une façon appréciable.

La propriété subsiste en solution ; le courant débité ne change pas quand on fait tomber sur le sel la lumière du jour ou celle d'une lampe à incandescence. Il ne s'agit donc pas d'un effet photo-électrique créé par des traces de lumière qui entreraient accidentellement dans l'appareil. Dans tous les cas le phénomène se comporte d'une façon remarquablement régulière.

Je ferai remarquer enfin qu'il y a bien moins de disproportion entre le rayonnement du potassium et celui de l'uranium, qu'entre le rayonnement de l'uranium et celui du radium. Autrement dit, comme énergie rayonnée, le potassium et le rubidium sont mille fois plus près de l'uranium que l'uranium du radium.

Je tiens en terminant, à exprimer toute ma reconnaissance à M. Abraham, directeur du laboratoire de Physique de l'Ecole Normale, pour les conseils qu'il m'a donnés et l'obligeance avec laquelle il a mis à ma disposition les ressources de son laboratoire.

Reçu le 2 Février 1910

Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides

Par Tcheslas BIALOBJESKI

(Collège de France, Laboratoire de physique)

PREMIÈRE PARTIE

Introduction.

1. Les phénomènes d'ionisation dans les gaz ont été depuis quatorze ans l'objet de recherches nombreuses et variées. Si le sujet est loin d'être épuisé, nous saisissons déjà dans ses grandes lignes le mécanisme général du passage de l'électricité à travers la matière à l'état gazeux.

Mais, sous l'action des radiations nouvelles, la conductibilité des autres diélectriques, solides et liquides, s'accroît aussi bien que celle des gaz. On a prêté cependant jusqu'ici peu d'attention à ces diélectriques. Il semblait que les phénomènes de conductibilité dans ceux-ci fussent extraordinairement compliqués et même capricieux. Cette opinion, peut-être, n'est pas tout à fait justifiée, j'espère au moins le montrer. D'autre part, l'étude de la conductibilité acquise par les isolants solides et liquides permettra peut-être d'obtenir des indications sur le mécanisme de la conductibilité et sur la cause des différences profondes entre les conducteurs et les isolants.

La conductibilité des gaz d'après la théorie généralement admise s'explique par la production de centres électrisés, d'ions de signes contraires. En nous plaçant au point de vue de la théorie des ions, nous parlerons de l'ionisation dans les diélectriques autres que les gaz, quoique le mécanisme de leur conductibilité soit encore très peu connu.

Je donnerai d'abord une revue rapide des travaux

qui ont été publiés jusqu'ici sur cette question. L'étude des diélectriques liquides étant relativement plus avancée, nous les examinerons en première ligne.

2. Déjà, en 1896, J.-J. Thomson, au début de ses recherches sur l'ionisation, a signalé qu'un conducteur électrisé se décharge lorsque l'isolant qui l'entoure, gazeux, liquide ou solide, est soumis à l'action des rayons X[1]. Rontgen et Righi cependant n'ont pas pu retrouver l'augmentation de conductibilité des diélectriques solides et liquides due aux rayons X[2]. L'effet du rayonnement du radium sur les diélectriques liquides a été découvert par P. Curie en 1902 à l'aide d'un dispositif simple et parfaitement sûr[3]. Le liquide étudié remplit un vase métallique dans lequel plonge un tube de cuivre mince. Au fond de ce tube est placée une ampoule contenant le sel de radium. Le vase extérieur isolé est maintenu à un potentiel élevé à l'aide d'une batterie de petits accumulateurs. Le tube intérieur protégé par un tube de garde est relié à un électromètre. Le résultat principal de ses expériences est le suivant : l'accroissement de conductibilité se produit pour tous les diélectriques liquides dont la conductibilité propre est assez faible pour ne pas masquer l'effet des rayons. Aux potentiels élevés, l'intensité du courant croît plus lentement que la force électromotrice. Les mêmes résultats ont été obtenus en soumettant des liquides à l'action des rayons X qui passaient par le fond du vase. Curie a observé aussi que la conductibilité acquise devient plus faible lorsque la température s'abaisse.

Les résultats de Curie ont été confirmés par M. G. Jaffé. Celui-ci a établi que le courant sous l'action du rayonnement se compose de deux parties dont l'une suit la loi d'Ohm, tandis que l'autre est analogue aux courants dans les gaz ionisés. Cela se traduit par la formule :

$$i = f(e) + ce,$$

où la fonction $f(e)$ tend vers une limite à mesure que le potentiel e augmente[4].

Dans un autre travail, l'auteur a étendu ces conclusions à trois autres liquides, la benzine, le sulfure de carbone et le tétrachlorure de carbone. Il employait un condensateur plan muni d'un anneau de garde et plongé dans le liquide à examiner. Les rayons du radium pénétraient dans l'espace compris entre les armatures du condensateur, après avoir traversé le fond métallique du vase enfermant le système, une couche de liquide et l'armature inférieure[5],

Au courant de 1909 ont paru deux travaux consacrés aux diélectriques liquides. Dans l'un d'eux, M. Jaffé est arrivé à des conclusions fort intéressantes en étudiant la conductibilité spontanée de l'hexane pur. Il a trouvé que ce liquide est analogue à un gaz comprimé et que sa conductibilité peut être attribuée à l'ionisation. Celle-ci provient d'une part du rayonnement pénétrant de l'espace environnant et d'autre part des rayons dus à la faible activité des parois du vase. Aux potentiels suffisamment élevés, on obtient le courant complètement saturé. L'appareil de M. Jaffé consistait en un condensateur cylindrique et le courant était mesuré au moyen de l'électroscope à feuille inclinée de C. T. R. Wilson[1].

L'autre travail est dû à Cäcilia Böhm-Wendt et E. v. Schweidler[2]. A l'aide de l'appareil de Curie les auteurs étudiaient le courant d'ionisation dans l'éther de pétrole et l'huile d'olive. Les résultats des expériences ont permis de calculer la somme des mobilités des ions de deux signes. Le mode de calcul sera exposé plus loin.

3. En ce qui concerne les diélectriques solides, des doutes ont été émis jusque maintenant sur l'existence même du phénomène d'ionisation. H. Becquerel le premier en 1903 avait trouvé une augmentation de la conductibilité de la paraffine sous l'action du radium. Il constata en outre qu'après la cessation de l'influence radiante la paraffine conserve une conductibilité qui reste appréciable pendant une demi-heure environ. Après la suppression du champ il se produisait un courant de sens inverse. L'appareil employé était un condensateur cylindrique en communication avec un électroscope[3].

Peu de temps après parut un mémoire de M. Becker sur cette question. Il n'a pu constater qu'une augmentation très petite de la conductibilité des divers diélectriques solides soumis à l'action du rayonnement de radium. Il a remarqué aussi un accroissement du courant jusqu'à un maximum à partir du moment où la radiation commence à agir[4]. En 1905, M. A. Righi avait obtenu des résultats contradictoires avec la paraffine solide. Mais il confirma les faits établis par P. Curie pour les diélectriques liquides[5].

En 1908, M. Langevin dans une note théorique a indiqué la formule suivante pour le nombre Σ qu'il avait introduit auparavant dans la théorie de l'ionisation :

$$\Sigma = \frac{K\alpha}{4\pi e(k_1 + k_2)} \cdot \frac{dR}{dt},$$

où K est la constante diélectrique, α — le coefficient de recombinaison, e — la charge d'un ion, k_1 et k_2 — les mobilités des ions positifs et négatifs respecti-

1. J. J. Thomson, *Electrician*, 7 Fevr. 1896.
2. Rontgen, *Sitzungsberichte der Wurzburger Phys. Ges.* 1895; Righi, *Mem. della R. Acc. di Bologna.*, V-6 1895 284.
3. *C. R.*, **134** 1902 420.
4. *Journ. de Phys.*, IV-**5** 1906, 265.
5. *Annal. der Phys.*, **25** (1908) 227.

1. *Annalen der Phys.*, **28** 1909 526.
2. *Phys. Zeitschr.*, **10** 1909 559.
3. *C. R.*, **136** 1903 1175.
4. *Annalen der Phys.*, **12** 1904 124.
5. *Phys. Zeitschr.*, **6** 1905 877.

vement, C représente la capacité du condensateur, formé par le diélectrique étudié, R — sa résistance. D'après la théorie Σ est égal au rapport du nombre des chocs qui ont pour conséquence la recombinaison des ions de signes contraires, au nombre total des chocs. Il est évident que ce rapport doit être toujours inférieur à l'unité[1].

Il me reste à signaler deux travaux récents sur le sujet qui nous occupe.

M. Greinacher a tenté de mettre en évidence l'action des rayons α sur les diélectriques solides. Il a abouti à un résultat négatif. Il attribua les variations de conductibilité observées à l'existence d'une couche d'air entre la surface du diélectrique et l'électrode métallique. Il n'a obtenu non plus aucune augmentation de conductibilité sous l'action des rayons pénétrants[2].

Enfin, M. Hodgson a observé l'accroissement considérable de conductibilité de divers diélectriques sous l'action du rayonnement pénétrant d'un sel de radium. Il a confirmé les résultats concernant la disparition lente de conductibilité et l'augmentation initiale du courant d'ionisation[3].

J'ai commencé mes expériences au mois de juin de 1908. Dans ce qui suit j'exposerai sommairement les résultats que j'ai obtenus en étudiant l'action des rayons pénétrants du radium sur plusieurs diélectriques.

Les phénomènes généraux présentés par les diélectriques solides.

4. Dispositif employé. — Dans les expériences préliminaires où j'ai eu pour objet d'étudier les caractères généraux de la conductibilité communiquée aux diélectriques solides par le rayonnement β et γ du radium, je me suis servi du dispositif suivant (fig. 1). Il consiste en un condensateur plan,

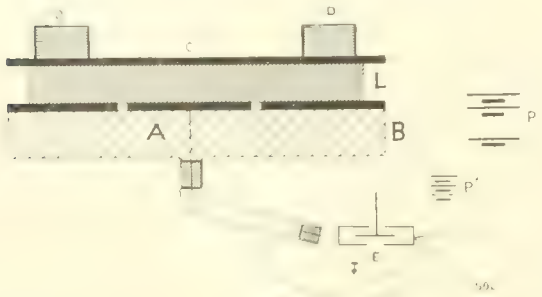


Fig. 1.

entre les armatures duquel était placée la substance isolante étudiée.

Le plateau A du condensateur communiquant avec l'électromètre E est découpé dans le fond d'une boîte cylindrique B en laiton reliée au sol; elle sert d'anneau de garde et protège en même temps le plateau et le fil de jonction contre les perturbations extérieures. Cette boîte est remplie de paraffine. Le diamètre du plateau A est de $6^{cm},6$.

L'autre armature C du condensateur est reliée à un pôle d'une batterie P de petits accumulateurs dont l'autre pôle est au sol.

Le rayonnement ionisant agissait à travers cette armature qui était constituée par des disques d'aluminium d'épaisseur variant de $0^{mm},02$ à $2^{mm},5$. Afin d'assurer le contact, une couronne épaisse de plomb D était mise sur ces disques.

Lorsque j'employais des feuilles minces d'aluminium, je plaçais sur elles un disque de plomb muni d'une ouverture centrale. Enfin dans les expériences portant sur des couches très minces de diélectriques je mettais sous ce disque une couronne d'ébonite, et la feuille d'aluminium reposant sur la surface du diélectrique communiquait avec le disque de plomb par l'intermédiaire d'un ruban de papier d'étain. Ce dispositif permettait de n'utiliser que la partie centrale de la couche diélectrique et d'éviter ainsi l'influence fâcheuse des bords du plateau, où la couche étudiée cesse d'être uniforme. Pour ces dernières expériences je me suis servi d'un autre condensateur en laiton nickelé et isolé à l'ébonite. Le diamètre du plateau en communication avec l'électromètre était de $5^{cm},65$.

Je mesurais le courant à l'aide d'un électromètre du système Moulin[1]. L'aiguille était portée à 90 volts au moyen d'une batterie d'accumulateurs P'. La vitesse de déplacement du spot lumineux sur l'échelle donnait la valeur relative du courant.

J'ai fait plusieurs déterminations avec l'étalon d'influence de M. Moulin, qui permet de mesurer le courant en valeur absolue[2]. La sensibilité de l'électromètre était de 550 mm. par volt à la distance d'un mètre.

Dans la plupart des cas la source du rayonnement ionisant était 1 mgr. de bromure de radium contenu dans une capsule de platine, fermée par une fenêtre de mica.

Je dois à l'obligeance de Mme Curie d'avoir pu disposer de cette substance active.

5. Les expériences ont porté sur quatre substances solides, soufre, paraffine, cire et ambre. Toutes sont ionisées par le rayonnement, quoiqu'il y ait des différences notables entre les phénomènes présentés par chacune d'elles.

6. Soufre. — Le soufre est particulièrement sensible au rayonnement du radium.

1. *C. R.* 134 1902 575 et 146 1908 1041.
2. *Le Radium* 6 1909 219.
3. *Proc. Roy.* 18 1909 252.

1. *Le Radium*, 4 1907 145.
2. *Le Radium*, 5 1908 145.

Sa conductibilité spontanée diminue assez rapidement, si l'on fait agir le champ électrique pendant un certain temps. Les autres diélectriques présentent le même phénomène d'ailleurs bien connu. Je disposais de plusieurs disques de soufre soigneusement dressés au tour et d'épaisseurs variées.

L'exemple suivant donnera une idée de l'ordre de grandeur de la conductibilité acquise. Le disque de soufre avait une épaisseur de $3^{mm},35$, l'armature supérieure était une feuille d'aluminium de 0, 1 mm. d'épaisseur, la substance active se trouvait à $5^{cm},5$ au-dessus. La différence de potentiel entre les armatures était de 180 volts. Le courant spontané s'est trouvé égal à 2.5×10^{-15} ampère. Aussitôt que la substance active eut été approchée il monta à 8×10^{-12} ampère, ce qui donne une multiplication par 35 environ.

En faisant agir le rayonnement de tout près, à travers une feuille d'aluminium de 0.05 mm. sur un disque de $1^{mm},7$ d'épaisseur, j'ai obtenu un courant d'ionisation final (voir ci-dessous) 400 fois plus fort que le courant spontané. J'ajoute ici qu'entre la création du champ et l'isolement de l'électromètre s'écoulait un temps suffisant pour que le régime permanent s'établisse. Sauf dans des cas particuliers, ce temps n'excédait pas une minute et était généralement moindre.

7. Accroissement initial du courant. — Un phénomène remarquable est l'accroissement initial du courant d'ionisation, comme si les ions s'accumulaient lentement dans la matière sous l'action ininterrompue du rayonnement. On peut procéder de deux façons différentes dans l'étude de cet accroissement.

Le premier mode d'opérer consiste en ce qu'on n'établit le champ électrique que pour la durée d'une mesure, et les mesures sont distantes d'un intervalle de dix minutes au moins. Dans ce cas le courant croît pendant plusieurs heures.

Le second mode diffère du premier en ce qu'on suit la variation du courant en laissant agir constamment le champ et le rayonnement ; dans ce cas l'augmentation est beaucoup moins grande et ne dure que quelques minutes, si le champ est assez fort. Cela résulte de ce que dans le second cas il se superpose à l'accroissement progressif de la conductibilité produite par la radiation une diminution due à l'application prolongée du champ, et analogue à ce qui se produit pour la conductibilité spontanée. D'autre part le courant entraîne les ions formés et empêche leur accumulation. Par exemple, pour une plaque de soufre de $3^{mm},03$ d'épaisseur, j'ai obtenu les résultats suivants avec une différence de potentiel de 45 volts appliquée pour la durée d'une mesure toutes les 20 minutes :

Tableau I

Temps	Courant
0 minutes	2.8×10^{-12} ampère
20	5.8
40	6.4
80	7.0

La valeur finale était : 1.5×10^{-12} ampère (voir le diagramme 2). Le courant spontané était égal à

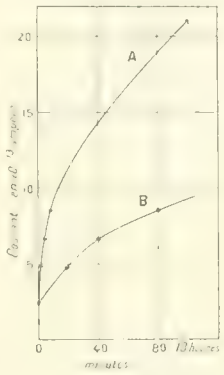


Fig. 2.

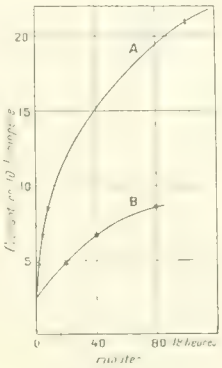


Fig. 3.

0.9×10^{-15} ampère. Le radium agissait à travers une plaque d'aluminium épaisse de $2^{mm},5$.

— Dans les mêmes conditions pour une différence de potentiel de 560 volts j'ai obtenu les nombres suivants dans le cas d'un disque de soufre de $15^{mm},4$.

Tableau II

Temps	Courant
0 minutes	2.45×10^{-12} ampère
20	4.8
40	6.7
80	8.5

La valeur finale était : 2.1×10^{-12} (diagramme 3). Le courant spontané était de 0.9×10^{-15} ampère. Nous voyons que l'augmentation de l'ionisation est plus considérable pour le soufre épais. L'ensemble des expériences montre qu'il en est de même pour la durée de l'augmentation.

Je donnerai un exemple, où le champ électrique créé par 1080 volts restait appliqué tout le temps à la même plaque épaisse du soufre. Le courant augmentait pendant douze minutes de la valeur initiale de 2.8×10^{-12} ampère jusqu'à la valeur finale de 4.8×10^{-12}; l'ionisation était plus forte que dans le cas précédent.

8. Diminution du courant sous l'action du champ. Courant de retour. — Après avoir atteint son maximum d'intensité, le courant d'ionisation

commençait à décroître. On sait que le courant spontané dans les diélectriques diminue rapidement après l'application du champ ; au contraire en présence de la substance active l'abaissement du courant ne se produit dans le soufre et la paraffine qu'avec une extrême lenteur. Dans une expérience avec un disque de soufre de $3^{mm},55$, et pour une différence de potentiel de 1800 volts appliquée continuellement, le courant d'ionisation baissa à la moitié de sa valeur maxima en 16 heures.

— J'ai relié alors au sol les deux armatures du condensateur. Il s'est produit dans ces conditions un courant de sens inverse, dont la valeur initiale était exactement égale à la valeur maxima du courant d'ionisation. Après une chute rapide au début, ce courant continua à diminuer plus lentement, la courbe de l'intensité en fonction du temps s'approchant sensiblement d'une ligne droite inclinée de 8° sur l'axe des abscisses (fig. 4).

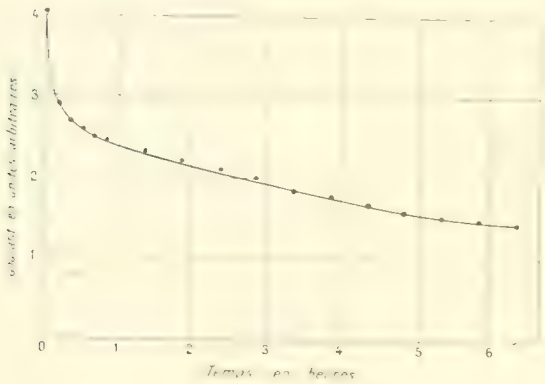


Fig. 4.

9. Disparition de l'ionisation. — Si nous enlevons la substance active en laissant le champ agir, le courant décroît graduellement comme l'avait déjà observé H. Becquerel.

Pour l'exemple donné plus haut à la fin du § 7 la diminution a eu lieu de la façon suivante :

Tableau III.

Temps	Courant
5 minutes	1.7 × 10⁻¹³ amp.
12 —	8.0 × 10⁻¹⁴ amp.
24 —	5.7
56 —	4.1

J'ajoute que le courant spontané était de 1.6 × 10⁻¹⁵ ampère.

On doit s'attendre évidemment à ce que la disparition de l'ionisation se fasse beaucoup plus lentement, si le champ agit seulement pendant la durée de chaque lecture. C'est ce que l'expérience confirme.

J'indiquerai les nombres qui se rapportent au cas examiné (§ 7, tableau II).

Tableau IV.

Figure 5.

Temps	Courant
0	15.5 × 10⁻¹³ amp.
15 minutes	8.0
50 —	6.5
50 —	4.8
140 —	3.9

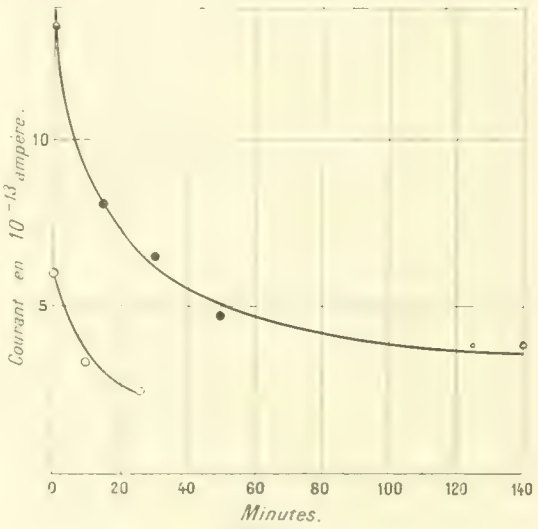


Fig. 5.

La vitesse de disparition varie suivant les circonstances. Il se dégage nettement des expériences que la disparition est d'autant plus rapide, que l'ionisation était plus intense et le diélectrique plus mince. Cela résulte de la loi de recombinaison. Dans le cas des couches isolantes minces l'effet de diffusion des ions vers les armatures métalliques joue sans doute un rôle considérable.

En reprenant l'exemple du § 7 (figure 2 et tableau I), nous avons les nombres suivants pour la disparition d'ionisation.

Tableau V.

Figure 5.

Temps	Courant
0 minutes	6.0 × 10⁻¹⁵
10 —	3.5
25 —	2.4

10. Paraffine. — En ce qui concerne la paraffine, nous ne trouvons rien de particulier qui la distingue du soufre au point de vue de l'ionisation, si ce

n'est qu'elle est moins sensible à l'action du rayonnement.

11. Cire. — Les phénomènes du passage de l'électricité dans la cire diffèrent considérablement de ceux décrits ci-dessus. La conductibilité de la cire, relativement grande au début, décroît rapidement aussi bien en présence du radium qu'en dehors de l'action du rayonnement. Les trois courbes représentant en fonction du temps le courant spontané, le courant d'ionisation et le courant de retour (celui qui s'observe après la suppression du champ électrique), ont une allure identique. La seule différence consiste en ce que la première est située au milieu, la seconde se trouvant au-dessus d'elle et la troisième au-dessous.

Suivons maintenant la diminution de la conductibilité spontanée sous l'action ininterrompue du champ, et faisons agir le rayonnement pendant la durée d'une mesure après des intervalles de temps déterminés. Chaque fois nous observerons une augmentation considérable du courant. Ce courant dû au rayonnement diminue en même temps que le courant spontané, mais le rapport entre ces deux courants devient de plus en plus grand. Dans une expérience, dix minutes après l'établissement du champ, ce rapport était égal à 2, après une heure quarante minutes, il monta à 5; en même temps le courant spontané devint six fois plus faible.

On voit que leur différence restait à peu près constante, ce qui démontre que l'action du rayonnement est la même à la fin qu'au commencement. Il faut remarquer d'ailleurs que la matière active ne produit pas sur la cire un effet aussi considérable que sur le soufre et la paraffine.

Le rayonnement provoque un accroissement non moins marqué du courant de retour. Ici aussi cet accroissement est relativement plus grand à mesure que le courant de retour s'affaiblit.

J'indiquerai encore le fait suivant, un peu bizarre. Supposons que nous observons le courant de retour après la réunion des armatures au sol; renversons le disque de cire. On constate que d'abord le courant ne change pas son signe. Ce changement se produit plus tard, puis le courant monte jusqu'à une certaine limite, après quoi on observe de nouveau la diminution lente habituelle.

Lorsqu'on ne tient pas compte des influences qu'a subies le diélectrique avant l'expérience, on peut arriver à des conclusions tout à fait erronées. Par exemple, après que la substance diélectrique a été soumise durant un long intervalle à l'action du champ électrique, un champ plus faible ne peut pas surmonter la force électromotrice antagoniste qui produit le courant de retour, et on observe un courant de sens inverse. Si l'on fait attention à l'existence de cette force antagoniste on obtient avec les diélectriques solides des résultats parfaitement comparables.

12. Ambre. — Dans l'ambre le courant d'ionisation diminue assez vite sous l'action du champ. Mais ce diélectrique diffère nettement de la cire en ce que sa conductibilité spontanée est petite dès le commencement.

13. Variations du courant en fonction du champ. — Avec les plaques diélectriques dont l'épaisseur était supérieure à 1 millimètre, je n'ai pu obtenir aucune trace de saturation du courant. Il restait toujours proportionnel à la force électromotrice. La plus grande différence de potentiel dont je disposais était de 1800 volts. Mais dans des couches plus minces les phénomènes changent considérablement d'aspect. J'ai fait quelques expériences de cette sorte avec la paraffine dure extraite de l'ozokérite, dont le point de fusion est voisin de 74°. Cette substance, comme l'a remarqué M. Malclès[1], possède des propriétés isolantes exceptionnelles. Son courant spontané pour les épaisseurs qui ne sont pas trop petites est pratiquement nul.

On prépare facilement les couches très minces en plongeant le disque du condensateur avec son anneau de garde dans la paraffine fondue. En variant la température du liquide et la durée du plongement, on peut obtenir les épaisseurs voulues, qui varient dans des limites étendues.

Pour mesurer ces épaisseurs j'employais un artifice très simple. Il consiste en ce qu'on associe au condensateur parallèlement une capacité considérable (1/10 microfarad suffit dans beaucoup de cas). On charge le condensateur à paraffine à un potentiel connu, puis on isole une paire des quadrants de l'électromètre, l'armature inférieure du condensateur et la capacité ajoutée qui sont toutes en communication. Enfin on met au sol l'armature supérieure qui était portée au potentiel connu. La quantité d'électricité induite se répand sur le système isolé et produit une déviation déterminée de l'aiguille de l'électromètre. Il est évident que cette quantité, tout le reste étant égal, est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche diélectrique qui remplit l'espace entre les armatures. Il suffit, une fois pour toutes, de répéter cette expérience avec une lame de paraffine bien travaillée et dont l'épaisseur peut être mesurée par les moyens ordinaires pour que le rapport des déviations de l'aiguille nous donne immédiatement l'épaisseur de la couche à étudier.

Les trois courbes de la figure 6 représentent les résultats des mesures effectuées sur deux couches de paraffine d'épaisseurs indiquées.

La matière active agissait à travers l'aluminium

1 *Thèse* présentée à la Faculté des Sciences de Paris, 1908.

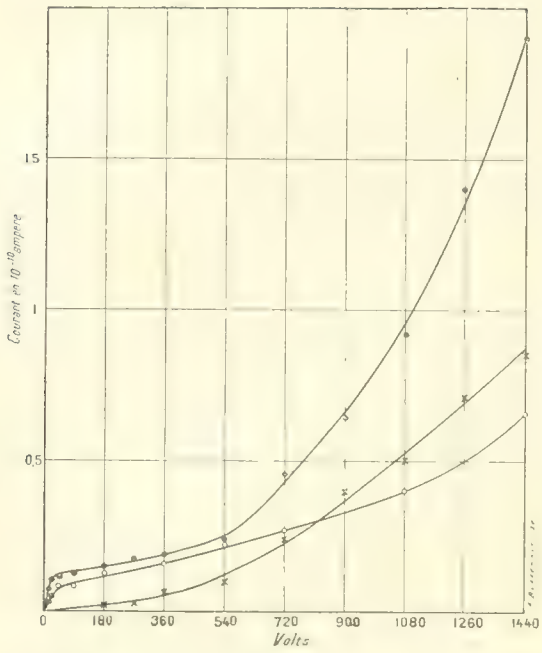


Fig. 6.

○ Courant d'ionisation dans une couche de 0.21 mm.
Courant spontané.
× Courant d'ionisation dans la couche de 0.51 mm.

de 0 mm. 02. On voit nettement l'existence de trois régions distinctes sur la courbe qui se rapporte au courant d'ionisation dans la couche la plus mince.

D'abord jusqu'à une différence de potentiel de 24 volts, le courant suit la loi d'Ohm, ensuite il monte très lentement, et enfin à partir de 540 volts, il commence à augmenter avec une grande rapidité : nous avons ici évidemment la région où se prépare la décharge disruptive qui a lieu effectivement pour ces différences de potentiel dans des couches encore plus minces.

Dans la courbe représentative pour la couche plus épaisse, le passage entre les trois régions se fait plus graduellement, et la troisième région ne commence qu'à s'ébaucher.

En ce qui concerne le courant spontané, l'échelle du diagramme ne permet pas la représentation aux potentiels plus bas. On peut néanmoins se rendre compte de ce que la deuxième région n'existe pas sur la courbe qui lui est relative. Après la proportionnalité initiale entre l'intensité et le voltage, on observe l'accroissement plus rapide du courant à partir déjà de 90 volts. Ce fait a pour conséquence que le rapport entre le courant d'ionisation et le courant spontané diminue constamment dans la deuxième région, mais il reste à peu près constant dans la troisième.

J'ajouterai encore que la diminution du courant d'ionisation, lorsque la force électromotrice agit continuellement, se produit plus vite dans des couches minces.

L'intervalle entre la création du champ électrique et l'isolement du système était de 1/2 minute dans les expériences ci-dessus décrites.

Quelques considérations théoriques.

14. Il n'est pas sans doute facile de donner l'interprétation théorique des phénomènes dont nous nous sommes occupés jusqu'ici. Elle serait peut-être prématurée avant que l'étude expérimentale ne soit plus complète. La plus conforme aux faits paraît l'hypothèse énoncée par Maxwell et reprise par M. Langevin de la structure hétérogène des substances diélectriques.

15. Loi de superposition. — La propriété de la cire qui consiste dans l'extinction rapide du courant sous l'action du champ électrique permet de voir assez facilement si la loi de superposition obtenue pour le courant spontané par M. J. Curie, s'applique. D'après cette loi, le courant de retour transporte une quantité d'électricité égale à celle transportée par le courant direct, dont il faut d'ailleurs retrancher le courant limite, si celui-ci a une valeur appréciable [1]. Or l'expérience montre que la première quantité est inférieure à la deuxième. On mesure la quantité totale d'électricité transportée d'une façon simple en associant une forte capacité à l'électromètre.

16. Application de la théorie de l'ionisation. — Je vais donner maintenant certains résultats auxquels conduit l'application des formules de la théorie des ions au cas qui nous occupe. On peut se demander d'abord s'il est légitime de tenter même cette application à cause de l'existence dans les diélectriques solides de la force électromotrice antagoniste qui produit le courant de retour.

Mais dans le soufre et la paraffine, ce phénomène se développe très lentement pour le courant d'ionisation, et, si le champ électrique n'agit que pendant la durée des mesures, nous pouvons le négliger complètement.

Appelons n — le nombre d'ions présents dans l'unité de volume, q — le nombre d'ions produits par la cause ionisante pendant l'unité de temps, α — le coefficient de recombinaison, nous avons alors :

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n$$

La solution de cette équation avec la condition $n = o$ pour $t = o$ sera :

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \cdot \frac{e^{2\sqrt{\alpha q}\, t} - 1}{e^{2\sqrt{\alpha q}\, t} + 1}$$

1. *Annales de Ch. et de Ph.*, 6e série, 17 et 18, vol. 18, p. 204.
2. J. J. Thomson, *Conduction of Electricity through Gases*, p. 16.

Pour $t = \infty$ nous obtenons la valeur maximum du nombre d'ions :

$$n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}. \qquad (2)$$

Le nombre d'ions n'est pas accessible à la détermination directe. Nous pouvons l'étudier en mesurant l'intensité du courant d'ionisation. Soient : X la force électrique qui agit dans un point déterminé du diélectrique, k_1 et k_2 les mobilités des ions de signes contraires, e la charge d'un ion, i — la densité du courant ; nous aurons :

$$i = ne(k_1 + k_2)X. \qquad (3)$$

On tire des formules écrites :

$$\frac{i}{i_0} = \frac{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t} - 1}{e^{2\sqrt{q\alpha}\,t} + 1},$$

d'où

$$\sqrt{q\alpha} = \frac{1}{2t}\log_n \frac{i + i_0}{i_0 - i}. \qquad (4)$$

i_0 représente ici la valeur limite du courant d'ionisation qu'il ne faut pas confondre avec le courant de saturation.

Il est facile d'obtenir une expression qui donne en fonction du temps la diminution du nombre d'ions après la suppression de l'agent ionisant ; on a en effet :

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2, \quad \text{d'où} \quad n = \frac{n_i}{1 + n_i \alpha t},$$

n_i étant le nombre initial d'ions (pour $t_1 = 0$). En introduisant la valeur de n dans (3) nous obtenons :

$$i = \frac{eXi_i}{eX + i_i \frac{\alpha}{k_1 + k_2} t}. \qquad (5)$$

On ne doit pas oublier cependant que l'emploi des formules (4) et (5) est légitime quand le nombre d'ions entraînés par le courant aux électrodes pendant la mesure est petit par rapport à leur nombre total.

L'équation (5) permet d'obtenir pour le nombre de M. Langevin une expression très commode au point de vue de vérification expérimentale :

$$\Sigma = \frac{K\alpha}{4\pi e(k_1 + k_2)} = \frac{KX}{4\pi} \frac{1}{t}\left(\frac{1}{i} - \frac{1}{i_i}\right). \qquad (6)$$

Une autre expression, qui m'a été indiquée par M. Langevin, se déduit des équations (2) et (3) :

$$\sqrt{q\alpha} = \alpha n, \quad i = ne(k_1 + k_2)X,$$

d'où il vient :

$$\Sigma = \frac{X\sqrt{q\alpha}}{4\pi i}. \qquad (7)$$

Il me reste encore à indiquer une des formules dont Cäcilia Bohm-Wendt et E. v. Schweidler ont fait usage pour mesurer la somme des mobilités des ions dans les diélectriques liquides.

Nous avons :

$$i = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}\, e(k_1 + k_2)X.$$

Introduisons dans nos calculs le courant de saturation : $J = qeV$, où V est le volume du diélectrique traversé par le courant.

Admettons enfin que le nombre Σ est égal à l'unité pour les diélectriques autres que les gaz :

$$e = \frac{K\alpha}{4\pi e(k_1 + k_2)} = 1.$$

En combinant ces trois équations nous obtenons :

$$k_1 + k_2 = \frac{4\pi i_0^2 V}{K J X^2}. \qquad (8)$$

17. Valeurs de ε et du produit $q\alpha$. — Voyons maintenant quelles conclusions on peut tirer de l'application de ces formules aux données expérimentales.

En suivant la disparition graduelle de l'ionisation, après que le rayonnement a cessé d'agir, nous pouvons, à l'aide de la formule (6), trouver le nombre ε. Mais il ne faut pas perdre de vue que le calcul appliqué à toute l'épaisseur du diélectrique suppose la répartition uniforme des ions. Or cette condition est mieux réalisée dans des couches épaisses et lorsque l'ionisation n'est pas trop intense. Dans ce cas-là, comme on va le voir, le calcul donne pour ε la valeur voisine de l'unité, ce qui est conforme aux prévisions de la théorie.

L'équation (4) nous permet d'obtenir le produit du nombre d'ions créés par l'agent ionisant en une seconde par leur coefficient de recombinaison. Le calcul révèle ce fait intéressant que la quantité $q\alpha$ diminue notablement pendant la période de temps qui s'écoule depuis le moment où la matière active commence à agir jusqu'au moment où l'ionisation atteint son maximum.

Puisque la variation du coefficient de recombinaison est peu probable, on en doit conclure que le nombre d'ions produits par le rayonnement diminue jusqu'à une certaine limite à mesure que l'ionisation augmente, ou que les équations ne représentent les faits qu'en première approximation.

Par exemple les nombres indiqués (§ 7, tableau II) donnent le résultat suivant : 20 minutes après le commencement de l'expérience $\sqrt{q\alpha} = 8.10^{-4}$, après $1^h,20^m$, $\sqrt{q\alpha} = 4.10^{-4}$, c'est-à-dire le produit $q\alpha$ est tombé en une heure au quart de sa valeur primitive.

De là provient une incertitude lorsqu'on veut faire usage de la formule (7) pour le calcul de ε. Si l'on prend toutefois la valeur initiale de $\sqrt{q\alpha}$, les deux méthodes fournissent des résultats concordants.

Dans le même cas du soufre épais (voir § 7 et § 9),

la formule (6) donne pour $\frac{\varepsilon}{k}$ la valeur 0.54, la formule (7), 0.5.

Les divers expérimentateurs ont obtenu, pour la constante diélectrique du soufre, des nombres qui diffèrent beaucoup. La moyenne n'est pas loin de 5, d'où il s'ensuit que la valeur de ε est près de l'unité.

18. Calcul des mobilités. — Nous avons observé pour les couches de paraffine minces un courant d'ionisation qui paraît être saturé. Aussi est-il possible de se servir de la formule (8) pour calculer la somme des mobilités des ions. J'indique le résultat sous toutes réserves : il est peu probable en effet que la condition de l'uniformité dans la distribution des ions soit même approximativement réalisée. Pour la couche la plus mince on obtient la somme des mobilités égale à $1.4 \times 10^{-7} \frac{\text{cm} : \text{sec}}{\text{volt} : \text{cm}}$. Le calcul pour la couche plus épaisse donne 1.1×10^{-7}, dans ce cas d'ailleurs la saturation est moins accentuée.

19. Conclusion. — Tout ce qui précède conduit à la conclusion que les phénomènes du passage de l'électricité dans les diélectriques solides dépendent de leur structure individuelle, et que c'est précisément la structure physique qui les détermine, les gaz ne présentant pas de différences de cette nature. Il est probable toutefois que la théorie des ions sera capable de fournir l'explication complète de ces phénomènes variés. Le courant de retour, par exemple, ne provient-il pas d'une accumulation des ions au voisinage des électrodes, ce qui a pour conséquence l'apparition des forces électriques dirigées contre le champ extérieur ?

Dans la seconde partie de ce travail, j'indiquerai les expériences que j'ai entreprises sur l'ionisation de solides au voisinage du point de fusion.

[Reçu le 20 Janvier 1910.]

Influence de la température sur la fluorescence et la loi de Stokes

Par J. de KOWALSKI

[Laboratoire de physique de l'Université de Fribourg] [1].

Comme je l'ai déjà fait remarquer ailleurs [1], il est très difficile d'étudier une théorie qui fournisse une explication satisfaisante des divergences que l'on a constatées pour la loi de Stokes relative à la fluorescence. J'avais autrefois émis l'idée que l'énergie nécessaire pour l'explication du phénomène trouvait peut-être sa source dans l'énergie interne de l'atome. Mais, depuis les expériences [2] faites sur la vitesse des rayons cathodiques émis sous l'influence de la lumière ultra-violette, cette manière de voir ne me paraît plus aussi satisfaisante. Cherchant à expliquer les exceptions à la loi de Stokes, M. Einstein [3] a dernièrement proposé d'admettre — en accord avec sa théorie sur les particules lumineuses — qu'une telle particule n'est émise par fluorescence que dans le cas seul où le centre d'émission en absorbe deux. Il s'ensuivrait donc que l'intensité de la lumière émise par la fluorescence doive être proportionnelle au carré de l'intensité de la source excitatrice. Travaillant entre de très grandes limites, Kohlrausch [4] a montré qu'avec des solutions d'éosine sodée, il existait une proportionnalité complète entre la fluorescence et la lumière excitatrice. J'ai moi-même vérifié le fait et l'ai également constaté pour d'autres substances. J'en parlais un jour à M. Einstein qui me suggéra l'idée que l'énergie pourrait être empruntée au mouvement moléculaire. Cette hypothèse expliquerait les divergences de la loi de Stokes.

J'expose dans ce travail les recherches expérimentales auxquelles je me suis livré afin de vérifier une importante conclusion que j'ai cru pouvoir tirer de l'hypothèse précédente. J'ai montré ailleurs que la fluorescence n'était pas une simple transformation de la lumière d'une certaine longueur d'onde ; je pense plutôt que la lumière agissant sur certains systèmes nommés par moi systèmes *électronogènes* est capable d'expulser les électrons ayant une certaine vitesse initiale, à peu près comme cela se passe dans les phénomènes électroluminieux. Ces électrons étant momentanément absorbés par un système voisin que j'appelle système *luminophore*, il se produit alors dans le nouveau système — luminophore plus élec-

1. De Kowalski, *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*, Novembre 1908.
2. Lenard et Saeland, *Ann. der Phys.*, 28 (1909).
3. Einstein, *Phys. Zeitschr.*, (1909).
4. Kohlrausch, *Wied. Ann.*, 54 (1895).

1. Ce travail a été exécuté grâce au fonds Elisabeth Thompson à Boston ; je me permets d'exprimer ici ma profonde reconnaissance à l'administrateur de ce fonds. Il a été présenté en partie à l'Académie des Sciences de Cracovie dans la séance du 5 Janvier 1910.

tron — une émission de lumière, une fluorescence; celle-ci est due à la perte de vitesse causée par l'absorption momentanée de l'électron. La différence entre un électronogène et un luminophore peut dans beaucoup de cas n'être qu'une simple différence de position dans l'espace. J'ai aussi montré dans le travail déjà cité que la force vive de l'électron libre devait être plus grande que celle qu'il acquérait par l'expulsion de l'électronogène provoquée par l'absorption d'une particule lumineuse; les divergences souvent constatées de la loi de Stokes nous imposent cette conception. Nous voulons admettre que la différence entre ces forces vives, c'est-à-dire l'énergie manquante, est précisément celle due au mouvement moléculaire. Il s'ensuit que les quantités d'énergie distribuées aux différents électrons sont de grandeurs diverses correspondant à la répartition de leur vitesse.

Toute cause ayant pour effet de faire varier d'une manière définie la force vive du mouvement moléculaire doit, dans tous les cas et dans une certaine mesure, faire varier les différences de loi de Stokes.

J'ai fait dans ce sens les expériences suivantes pour étudier l'influence de la température sur les divergences de la loi de Stokes.

Le choix d'un corps se prêtant bien à ces expériences n'a présenté au début de sérieuses difficultés, car, pour obtenir un effet mesurable il faut opérer dans des intervalles de température aussi grands que possible. Le plus simple, à mon avis, est d'employer des solutions alcooliques, celles-ci pouvant être examinées à la température de la chambre et à la température de l'air liquide. Mais pour cela, il faut que la solution se congèle comme une solution solide et qu'aucune partie du corps dissous ne cristallise dans la solution. Il fallut donc, afin de remplir ces conditions, prendre des solutions très étendues; l'intensité de leur fluorescence était alors si faible qu'on pouvait difficilement la mesurer. Très souvent la solution se prend en masse transparente comme du verre; mais, dans la plupart des cas, cette masse se fend tout à coup et donne naissance à une quantité de petits cristaux rendant la solution complètement opaque, ce qui rend l'observation de la fluorescence très difficile. Après quelques essais j'ai trouvé que la rhodamine basique était un corps répondant parfaitement aux conditions exigées. Pour constater et mesurer les divergences de la loi de Stokes j'ai employé la raie jaune 577 $\mu\mu$ comme lumière excitatrice. Celle-ci était produite au moyen d'une lampe en quartz à vapeur de mercure sous haute pression, dont la lumière était décomposée par un monochromateur très lumineux construit par R. Fuess à Berlin. La lumière émise par fluorescence a été étudiée avec un spectroscope présentant une ouverture de 1:5. Le spectre s'étendait de l'extrémité du rouge jusque dans le vert, plus exactement jusque vers λ 555 $\mu\mu$. En examinant, avec le même spectroscope la lumière passant directement à travers le monochromateur, on voyait très bien, quoiqu'elle fût très faible, la raie verte $\lambda = 546\,\mu\mu$ du mercure. Bien qu'il ne me paraisse pas probable que ce soit cette dernière raie qui excite la fluorescence, assez forte, que l'on constate dans le vert, j'ai modifié mes essais de telle manière qu'ils soient à l'abri de toute critique. La maison Wratten et Wainvright à Croydon a mis en vente dernièrement une série de filtres pour l'absorption des différentes lignes du mercure. J'ai fait passer les rayons de la lampe à mercure par un filtre jaune de ce genre; par ce moyen j'ai obtenu la disparition de la raie verte, tandis que la fluorescence verte était à peine affaiblie. Ce filtre a été employé dans tous les essais. Dans une série de mesures effectuées à la température de 18 à 20°, j'ai pu constater avec certitude que la limite de fluorescence s'étendait jusqu'à $\lambda = 557$. Les essais à la température de l'air liquide sont beaucoup plus délicats; il se produit une sorte de givre sur les parois du vase. On réussit cependant à maintenir la transparence du vase par quelques tours de main (lavage des parois du vase avec de l'alcool, etc.). Les expériences faites à basse température ont établi que la fluorescence diminuait dans le vert par l'effet du refroidissement, et qu'elle paraissait aussi affaiblie. Par contre la partie du spectre s'étendant entre $\lambda = 557$ et la limite du rouge devient beaucoup plus intense. Par les mesures effectuées dans la partie verte du spectre, j'ai pu me rendre compte qu'en opérant à température moyenne de — 185°C, on pouvait encore percevoir avec certitude $\lambda = 565\,\mu\mu$.

Les conclusions tirées de l'hypothèse émise sont donc confirmées par ces faits. Les chiffres obtenus permettent encore de rechercher, sur la base de la théorie Planck-Einstein, une preuve quantitative en calculant les différences d'énergie qui correspondent aux deux radiations encore visibles aux températures d'observation. Nous pouvons admettre en première approximation que cette différence correspond à la différence des forces vives moyennes du mouvement moléculaire aux deux températures. La première différence sera en général plus grande que la seconde en raison de la loi de la répartition des vitesses.

L'équation peut donc être écrite en première approximation :

$$L_1 - L_2 = 3\varkappa (T_1 - T_2) = 6{,}55 \cdot 10^{-27} c \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right).$$

Dans cette équation L_1, signifie la force vive du mouvement moléculaire à la température absolue T_1; L_2, la même force vive pour la température T_2; $\varkappa$ est la constante universelle de Boltzmann; c la vitesse de la lumière; λ_1 et λ_2 représentent les longueurs d'onde de fluorescence qu'on aperçoit

encore dans le spectroscope aux températures T_1 et T_2.

Nos résultats nous permettent de calculer la constante universelle de Boltzmann : Il vient :

$$\varkappa = 7.5.10^{-17}.$$

Einstein[1] a trouvé au moyen de la théorie cinétique des gaz la valeur de :

$$\varkappa = 6,5.10^{-17}.$$

Perrin[2] au moyen de l'étude du mouvement brownien trouve : $\varkappa = 5,54.10^{-17}$.

Millikan[1], a obtenu dernièrement, par un procédé analogue à celui de Wilson la valeur de :

$$\varkappa = 6,67.10^{-17}.$$

Cette concordance est, si l'on considère la difficulté des expériences et la simplicité de nos hypothèses, très satisfaisante. Elle peut, comme je le crois, confirmer l'utilité de la notion des quantités lumineuses corpusculaires.

(Reçu le 9 février 1910.)

Colorations obtenues sous l'influence du rayonnement du radium.

Par C. DOELTER

(Laboratoire de minéralogie de l'Université de Vienne)

Les phénomènes de colorations produits sous l'action des rayons cathodiques, des rayons X et des rayons β et γ du radium ont fait l'objet de nombreux travaux. Il suffit de rappeler ceux de Berthelot, de Bordas, de Miethe sur le changement de couleur des pierres précieuses sous l'action du rayonnement du radium, de Goldstein sur l'action des rayons cathodiques sur les sels alcalins, de Baskerville et de Kunz sur l'action des rayons ultra-violets et sur la phosphorescence des minéraux.

Mode opératoire.

J'ai pu étudier les variations de coloration sous l'action du radium au moyen de deux préparations contenant respectivement 1 gr. et 0,5 gr. de chlorure de radium. Les objets étaient disposés autour du petit tube contenant le radium : le tout était placé dans une des petites caisses qui sert à conserver les préparations de radium appartenant à l'Académie impériale de Vienne. La durée d'exposition variait de 10 à 100 jours.

Pour l'étude de l'action des rayons ultra-violets on employait un arc dont les charbons contenaient différents métaux et en particulier du thorium. Ces charbons ainsi préparés donnent des résultats aussi efficaces que l'arc au mercure. Les rayons étaient concentrés au moyen d'une lentille de quartz. Pour la comparaison des colorations, on a fait usage du tableau de Radde contenant 42 couleurs différentes, chacune d'elles étant divisée en 25 teintes différentes correspondant à des intensités différentes. Ce tableau, très employé par les zoologistes et les botanistes permet de fixer très exactement la couleur ainsi que l'intensité de cette couleur. Par exemple 6p est une couleur intermédiaire entre l'orange et le jaune et de faible intensité, la seizième en comptant à partir du jaune le plus foncé.

Résultats.

Des expériences ont été faites sur plusieurs centaines de corps inorganiques, de minéraux et de préparations de laboratoires. Pour chaque substance on a étudié l'action comparative des rayons du radium, des rayons ultraviolets, des rayons X et des rayons cathodiques. Tous les résultats obtenus sont consignés dans une autre publication[2]. Un fait intéressant mérite d'être signalé ici : certaines solutions de sels se colorent plus facilement que les cristaux.

Sur les verres, les couleurs obtenues peuvent être : l'améthyste, le gris enfumé, le brun jaunâtre, le jaune d'or. Il est extrêmement difficile de dire quelle est la réaction chimique qui produit telle ou telle coloration. Il semble que les verres contenant du fluor donnent une coloration violette. Pour trancher la question, il faudrait faire une analyse complète et précise des verres étudiés et étendre cette analyse aux corps de la série des terres rares. La méthode de Delachenal est la seule qui permettrait d'arriver à ce résultat.

Les rayons ultraviolets détruisent l'action produite par les rayons du radium ; la chaleur produit le même effet. Toutefois, les verres colorés en améthyste sont plus fortement colorés vers 250° et perdent leur coloration vers 400°.

1. Einstein, *Ann. der Phys.*, 1905.
2. Perrin, *Le Radium*, 6, 1909, 353-360.

1. Millikan, *Phil. Mag.*, février 1910.
2. C. Doelter, *Das Radium und die Farben*, Stenkopf, éditeur, Vienne.

Chauffés en présence de O, H, Cl, CO^2, les verres colorés sous l'action du radium perdent leur coloration à des températures différentes. Le verre violet est le plus résistant, et sa decoloration se fait plus facilement dans l'hydrogène que dans l'oxygène.

Si l'on expose les substances chauffées à l'action du radium, celles-ci reprennent leur couleur primitive.

Avec le verre rubis (Goldrubinglass) et surtout avec celui qui n'a pas subi l'action d'une haute température (il contient de l'or colloïdal) les rayons du radium le colorent en brun. Si on le chauffe ensuite, il devient violet vers 520°.

Les verres fortement colorés par eux-mêmes varient peu sous l'action du rayonnement du radium.

J'ai également étudié la coloration du sel gemme. On sait que Siedentopf explique la coloration bleue du sel gemme par la présence du sodium colloïdal. On peut colorer artificiellement du sel gemme incolore en le chauffant dans un tube de verre avec du sodium. Mais les colorations naturelles et artificielles se comportent d'une manière très différente. Si l'on chauffe le sel gemme naturellement coloré en bleu, en présence de H, O, Cl ou CO^2 on le décolore à des températures diverses, vers 500 degrés par H et Cl et vers 480 degrés pour CO^2. Avec le sel coloré artificiellement par le sodium, la coloration est plus forte lorsqu'il est chauffé vers 500 degrés et sa décoloration n'a lieu qu'entre 700 degrés et 800 degrés. Avec le sel naturel, les rayons du radium produisent une teinte jaunâtre qui blanchit sous l'action des rayons ultraviolets; avec le sel coloré artificiellement, on ne constate aucune coloration jaunâtre et les rayons ultraviolets sont sans action. Il faut ajouter que le chlorure de sodium pur artificiel acquiert une teinte jaunâtre très pâle; sa solution elle-même se colore en jaune. Enfin le chlorure de sodium colloïdal, préparé suivant la méthode de Paal se colore d'une façon tout à fait identique. Ces faits ne sont guère en accord avec l'hypothèse de Siedentopf, et l'on peut dire que le problème de la coloration du sel gemme n'est pas encore résolu.

Sur les pierres précieuses on a vérifié que les rayons ultraviolets détruisent l'action des rayons du radium et des rayons cathodiques. La chaleur agit à la manière des rayons ultraviolets. Le fait a pu être constaté d'une façon très nette sur le saphir, la kunzite, le spath fluor, l'hyacinthe et la topaze.

Les substances organiques se décolorent presque toutes sous l'action des rayons du radium et l'action destructive des rayons ultraviolets est souvent plus énergique. Les décolorations sont plus intenses sur les solutions que sur les sels cristallisés. Les substances colorées mélangées à la dextrine ou à la colle se décolorent plus facilement. Aucune substance organique incolore n'a pu être colorée sous l'action des rayons du radium. J'ai dit que la coloration était générale sinon fréquente avec les substances inorganiques. Notons enfin que la teinture de tournesol bleue devient rouge sous l'action des rayons du radium.

Interprétation.

On peut se demander qu'elle est le mécanisme de ces changements de coloration.

Les rayons les plus efficaces paraissent être les rayons β; les rayons γ ont une action plus faible. Quant à l'action des rayons α, des expériences directes avec le polonium permettront de tirer des conclusions, c'est ce que je me propose de faire.

L'action des rayons est quelquefois d'ordre chimique, le plus souvent, c'est une oxydation, dans d'autres cas, c'est une action moléculaire, et même une action ionisante. L'action des rayons ultraviolets est contraire à celle du radium, à l'exception du cas des substances organiques colorées, dont la décoloration est déterminée par la destruction de la molécule chimique. Le plus souvent une substance minérale incolore se colore sous l'action des rayons du radium; le fait est très rare avec les rayons ultraviolets.

Sur les corps inorganiques, l'action des rayons du radium est probablement liée à la production d'un colloïde auquel est due la coloration; ce colloïde est détruit ou transformé en cristalloïde sous l'action de la chaleur. De plus la couleur dépend non seulement de la constitution chimique du colorant, mais aussi de la grandeur et de la distance moyenne des particules colorantes; c'est d'ailleurs ce qu'on observe dans les solutions colloïdales, le pourpre de Cassius en est un exemple.

Le temps d'exposition de la substance au rayonnement a naturellement une grande influence sur l'intensité de la coloration ; toutefois, celle-ci semble tendre vers une limite. La vitesse de coloration est variable avec les différentes substances; pour les minéraux, c'est la kunzite qui est la plus sensible, viennent ensuite le sel gemme, la fluorine, le saphir; avec le diamant, la coloration est très lente. Enfin j'ai pu remarquer que la décoloration par la lumière ultraviolette se produit d'autant plus vite que la coloration a été rapide.

Différentes questions encore à l'étude fourniront peut-être des résultats intéressants. C'est ainsi que le rayonnement du radium paraît avoir une action sur les propriétés optiques du quartz, et que la phosphorescence des minéraux semble liée dans certains cas à leur conductibilité électrique.

[Reçu le 28 janvier 1910.]

Relations entre la géologie et la radioactivité des sources de la Voulzie, du Durteint et des bassins environnants près Provins

Par F. DIENERT et A. GUILLERD

Depuis la découverte de la radioactivité, nombreux sont les travaux qui ont montré que les eaux de toutes les sources sont plus ou moins radioactives. Leur radioactivité a comme origine l'émanation cédée par les terrains traversés et également celle entraînée par les gaz qui se dégagent des couches profondes de la terre et gagnent les couches géologiques où circulent ces eaux.

Dans les terrains sédimentaires non failles, comme c'est le cas pour la région de Provins, il n'y a pas lieu d'envisager le dégagement des gaz d'origine tellurique et très radioactifs; la radioactivité des eaux souterraines provient exclusivement de la radioactivité des couches géologiques traversées.

Quand la radioactivité des eaux a une origine profonde, son intensité dépend beaucoup de l'importance des dégagements gazeux et de leur radioactivité. Dans ce cas, comme par exemple à Plombières, il est possible de trouver des sources très voisines, sortant d'un même gisement géologique et cependant très différentes comme radioactivité.

Dans un terrain sédimentaire les eaux des sources voisines ont des radioactivités très semblables si elles sortent d'un même gisement géologique. Aux sources de l'Avre par exemple nous avons montré[1] en 1906 que la radioactivité des émergences ayant même gisement géologique et même régime varie dans la proportion de 1 à 1.3; nous avons constaté depuis qu'il en était de même aux sources de l'Yonne et de la Cure, aux environs d'Auxerre, aux sources captées du Loing et du Lunain, et de la Vanne.

La nature géologique des différents plateaux constituant le périmètre d'alimentation de ces émergences est relativement simple. Ils sont formés aux sources de l'Avre de craie turonienne, aux sources de la Vanne, du Loing et du Lunain de craie sénonienne, aux sources de Vermenton, de Bazannes et de Crisenon de calcaires rauraciens.

Le plateau constituant le périmètre d'alimentation des sources de la région de Provins est formé par la superposition de différents étages géologiques. Aussi n'est-il pas étonnant que ces sources, dont les eaux ont circulé dans des gisements géologiques de radioactivités différentes, soient plus ou moins radioactives, radioactivité variant de 1 à 20 comme l'attestent les résultats consignés sur le tableau I.

Tableau I

Bassins Sources.	Sources.	Quantité de Radium dégagé en une heure. La même quantité d'émanation que celle contenue dans un litre d'eau crédessous exprimée.
Durteint.	Tête Durteint	$2,91 \cdot 10^{-10}$ gramme
	Brocard.	$1,90 \cdot 10^{-10}$ —
	Fonds Tenus Amont	$1,22 \cdot 10^{-10}$ —
	Fonds Tenus Aval	$1,10 \cdot 10^{-10}$ —
	St-Martin de Provins	$1,06 \cdot 10^{-10}$ —
	Eaux minérales de Provins	$0,12 \times 10^{-10}$ —
Voulzie	Tête Voulzie	$5,71 \cdot 10^{-10}$ —
	Talus V. P.	$5,10 \times 10^{-10}$ —
	Vicomte	$2,97 \cdot 10^{-10}$ —
	Auge	$2,78 \cdot 10^{-10}$ —
	Bassin	$0,46 \times 10^{-10}$ —
	Moulin-Rouge.	$0,48 \times 10^{-10}$ —
	Petite Tracoule	$0,18 \cdot 10^{-10}$ —
Saint Loup	Source Saint Loup (moyenne)	$1,06 \cdot 10^{-10}$
Chalautre	Saint Martin de Chalautre	$4,50 \cdot 10^{-10}$
	Source Amont de St-Martin	$5,86 \cdot 10^{-10}$ —
Saint-Bric	Source du Lavoir	$0,60 \times 10^{-10}$ —
Noxe.	Fontaine Vannoise.	$0,74 \times 10^{-10}$ —

Nous allons montrer l'intérêt qu'il peut y avoir dans certains cas à étudier la répartition de ces sources radioactives et la cause des divergences constatées.

1° *Remarque.* — D'après le tableau I on s'aperçoit immédiatement, si on consulte la figure 1, que la radioactivité des sources décroît très régulièrement en suivant les vallées de la Voulzie et du Durteint de l'amont vers l'aval. Cette régularité est même tellement remarquable qu'elle nous a amené à rechercher son explication, car il est bien évident qu'elle n'est pas due à un hasard.

Étudions la vallée du Durteint. Au droit des sources de tête de cette vallée on note, sur la rive gauche, la présence de tuf appartenant au lutétien supérieur dans lequel le Cyclostomia mumia, le Planorbis

1. *C. R.* 9 Mai 1906 et 18 Novembre 1907.

pseudo-ammonius ont été recueillis. Ces sources sortent donc du calcaire grossier, lequel repose sur l'argile plastique, base imperméable de la nappe

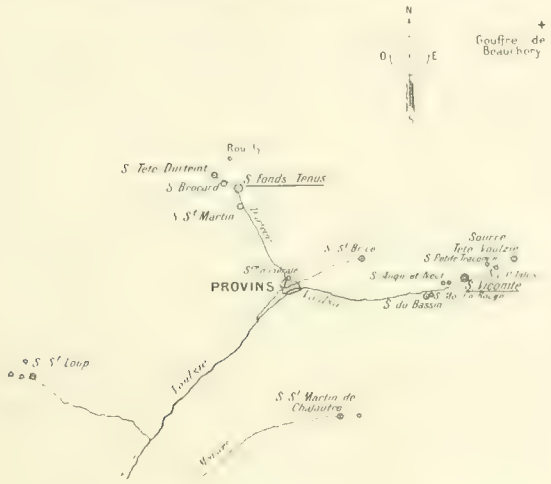


Fig. 1.

qui les alimente. La radioactivité de ces sources est celle du lutétien, voire même du sparnacien si les eaux souterraines ont été un temps suffisant en contact avec ces terrains.

Nous rappellerons immédiatement qu'en 1907 nous avons montré, dans une note parue aux *C. R.*[1], qu'il suffisait d'un séjour de moins de 30 heures pour permettre aux eaux souterraines de se mettre en équilibre radioactif avec les terrains traversés quand des eaux superficielles, non radioactives, circulent à travers un gisement géologique radioactif. Mais la réciproque n'est pas vraie. Une eau sous pression passant d'un gisement très radioactif dans un gisement moins radioactif ne peut perdre son excès d'émanation que par destruction progressive qui est, pour l'émanation du radium, de 1/2 en 5, 8 jours.

Les sources du Durteint sortent bien du lutétien supérieur mais elles ont circulé préalablement à travers le ludien et le bartonien. Elles peuvent avoir conservé un vestige radioactif de leur passage à travers ces terrains.

1° *Remarque.* — A Rouilly existe une petite source, semblant sourdre des travertins de Champigny, qui alimente un lavoir. Les eaux de cette source se perdent dans le bartonien à la sortie du lavoir. Une expérience à la fluorescéine, faite à la perte de ce lavoir, colora les émergences aval de la source des Fonds Tenus 24 jours après, aucune autre émergence ne fut colorée. Le courant souterrain, passant sous ce bétoire, circulait parallèlement à la vallée du Durteint et était sans relation avec les eaux venant sourdre aux émergences des Fonds Tenus amont. Ce parcours souterrain, parallèle à la vallée, exige que ces eaux quittent les couches bartonniennes pour tomber dans le lutétien et même le sparnacien, situées au-dessous.

Plus on s'éloignera de l'amont de la vallée du Durteint, plus le parcours de ces eaux dans le lutétien et le sparnacien sera long et, par conséquent, plus la radioactivité de ces sources se rapprochera de celle de ces derniers gisements géologiques. On peut alors admettre : ou bien que toutes les eaux venant ressortir aux sources des Fonds Tenus ont circulé parallèlement à la vallée comme celles perdues au lavoir de Rouilly, ou bien qu'il existe une telle circulation profonde dont les eaux viennent se mélanger avec celles plus superficielles sortant du bartonien et ayant circulé très peu de temps dans le lutétien. L'expérience de Rouilly, dans cette dernière hypothèse, montre que ces eaux à circulation profonde viennent sourdre aux sources aval du Durteint en plus grande abondance. Quelque soit l'hypothèse admise, les sources de la région aval de la vallée du Durteint devront avoir une radioactivité se rapprochant de plus en plus de celle du lutétien et du sparnacien, tandis que les sources amont auront une radioactivité se rapprochant de plus en plus de celle des couches bartoniennes. Comme pour ces dernières eaux la radioactivité est la plus forte, nous sommes conduits à admettre que celle du bartonien est nettement plus élevée que celle des couches lutétiennes et sparnaciennes. Il est alors très facile d'expliquer la décroissance de la radioactivité des eaux en suivant la vallée du Durteint de l'amont vers l'aval. A la tête du Durteint les eaux proviennent surtout du bartonien d'où forte radioactivité. A l'aval celle-ci diminue par suite de l'arrivée d'eaux moins radioactives circulant à travers le lutétien et le sparnacien. On peut considérer la source minérale de Provins comme ayant une origine sparnacienne, car elle est très faiblement radioactive.

En étudiant la vallée de la Voulzie, si nos conclusions sont exactes, nous allons retrouver la même explication que pour la vallée du Durteint.

3° *Remarque.* — Dans la décroissance régulière de la radioactivité des sources depuis Richebourg jusqu'à Provins, nous trouvons une exception. La source de la Petite-Traconne, intercalée au milieu des autres sources, est très faiblement radioactive. Une expérience à la fluorescéine, faite au gouffre de Beauchery, permet d'expliquer cette anomalie apparente. La fluorescéine colora les sources Tête-de-Voulzie, Talus, Vicomté, Auge. La source de la Traconne, située entre les sources du Talus et de la Vicomté, ne fut pas atteinte. Elle émerge a une côte nettement supérieure aux précédentes et son origine est ou bien ludienne ou bien bartonienne supérieure. Sortant d'un gisement géologique différent de celui des autres sources, il n'est donc pas étonnant de trouver que sa radioactivité est également différente. Le ludien, en cet endroit, donne donc aux eaux très

1. Voir aussi *Annales de l'Observatoire de Montsouris*, 1906-1907, pages 211 à 251.

peu d'émanation, comme nous l'avons encore constaté dans les vallées de la Dhuys et du Surmelin. Les sources colorées sortent du calcaire bartonien inférieur ou d'un gisement géologique encore plus ancien.

Le bartonien, contrairement à ce qu'indique la carte géologique, occupe la vallée de la Voulzie jusqu'à l'aval de la source de la Vicomté.

L'un de nous a montré en effet à la marnière des Puttes-Pierre, située au droit de la Vicomté dont le plan d'eau est à la côte 100, l'existence à la côte 105 du calcaire fibreux, formation qui se trouve au sommet du bartonien. Ce plongement anormal des couches éocènes est vraisemblablement dû à un glissement de l'argile plastique sous-jacente.

Plus près encore de cette même source les fossiles suivants ont été rencontrés dans une fouille nouvelle : Potamides Cristatum, Ampullina parisiensis, Corbula angulata, Meretrix lævigata, Meretrix tennilaria, Cardita Bezanconi, Cytherea élégans, Cytherea sulcata.

Toutes les sources situées à l'amont de la Vicomté semblent surtout provenir du bartonien ou tout au moins n'avoir quitté ce gisement géologique que depuis peu de telle manière qu'elles ont conservé une grande partie de la radioactivité acquise pendant la traversée de ces terrains. C'est pourquoi on doit trouver et on trouve en ces endroits des sources très radioactives puisque le bartonien, dans cette région, cède aux eaux souterraines beaucoup d'émanation. Nous retrouvons pour la vallée de la Voulzie la même explication que pour celle du Durteint.

Les sources du Bassin et du Moulin-Rouge, peu radioactives, sortent des grès du sparnacien, gisement géologique peu radioactif, comme nous avons pu nous en assurer à Saint-Denis et à Meaux, avec l'eau des puits artésiens.

Il résulte donc de cette étude que dans la région de Provins :

1° les couches ludiennes sont peu radioactives ;

2° les couches bartoniennes sont très radioactives ;

3° les couches lutétiennes sont moins radioactives ;

4° les couches sparnaciennes sont peu radioactives.

Dans la région de la Dhuys, si les couches bartoniennes sont moins radioactives que dans la région de Provins, elles le sont plus que les couches ludiennes et lutétiennes. Il reste à expliquer pourquoi les couches bartoniennes ou une partie de ces couches sont si radioactives dans cette région. Il y a là un très intéressant problème de géologie à résoudre.

Partant de ces résultats, nous pouvons examiner les sources des vallées secondaires de la Voulzie. Par exemple, la vallée des Méances est alimentée par les sources Saint-Martin-de-Chalautre, dont les eaux sont très radioactives. Elles sortent donc des couches bartoniennes reposant, en ce point, directement sur le sparnacien.

Aux environs de Saint-Loup existent plusieurs sources dont la radioactivité est identique à celle des sources des Fonds Tenus. Elles sortent du sparnacien et ont dû quitter, assez loin de leur émergence, les couches bartoniennes, mais certainement, elles ne sortent pas directement de ce dernier gisement géologique.

Les sources de Saint-Brice et de la fontaine Vannoise, dans le bassin de la Noxe, sortent du sparnacien et sont peu radioactives.

Dans ce travail, nous avons tenu à montrer l'intérêt qu'il peut y avoir en géologie et en hydrologie, à connaître la radioactivité des sources. Cette recherche peut permettre d'entrevoir certains problèmes de géologie insoupçonnés, comme, par exemple, la recherche de l'origine de la plus grande radioactivité des couches bartoniennes de cette région. En hydrologie, elle peut aider à trouver le gisement géologique de la source observée.

Un sondage récent fait à la source même de la Vicomté a rencontré une nappe artésienne, bien isolée des eaux de la source, ayant comme gisement géologique le lutétien et le sparnacien. La radioactivité des eaux de cette nappe artésienne était très semblable à celle de la Source du Bassin ($0,66 \times 10^{-16}$), et bien inférieure à celle de la Source de la Vicomté, ce qui est venu confirmer notre présent travail.

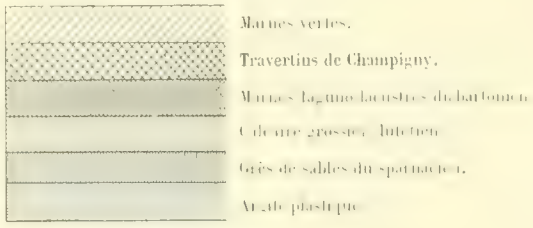


Fig. 2.

La condition nécessaire, pour qu'une telle étude soit intéressante, est de trouver des terrains superposés ayant une radioactivité différente, et ce cas n'est pas toujours réalisé.

N. B. Le périmètre des sources considérées a été délimité par la géologie et des expériences à la fluoresséine. Il est limité, au nord : par la vallée de l'Aubetin ; à l'est, par la vallée de la Noxe ; au sud par le bord de la falaise dominant la vallée de la Seine, rive droite, à l'ouest par une ligne partant des sources de l'Auxence et passant par le milieu de la forêt de Chenoise.

La base géologique de cette nappe d'eau est l'argile plastique. La coupe géologique de ces terrains est donnée ci-dessus.

On ne connaît aucune faille permettant des arrivées de gaz chargés d'émanation.

Le gouffre de Beauchery, indiqué sur la carte est situé à 6 kilomètres au nord de la source de la Vicomté, dans le travertin de Champigny.

Reçu le 2 Février 1910.

ANALYSES

Électronique

Détermination de $\frac{e}{m}$. — Kurt Wolz (*Ann. d. Phys.*, **30** (1909) 275-288). — Travail fait sous la direction de Bucherer.

La méthode est celle des champs croisés de Thomson-Bestelmeyer, qui avait déjà été employée par Bucherer dans son travail sur la variation de $\frac{e}{m}$ avec la vitesse. Les appareils sont à peu près les mêmes que dans ces dernières expériences.

L'auteur prend comme source de rayons, un grain de fluorure de radium, et choisit les valeurs des champs électriques et magnétiques de manière à ne faire agir sur la plaque que les rayons β les plus lents.

Les expériences ne peuvent pas donner immédiatement le rapport $\frac{e}{m}$, car il intervient dans le calcul la valeur de la distance de la plaque photographique au bord du condensateur, distance mal définie par suite de la dispersion des lignes de force électrique. On élimine cette difficulté en faisant une série de mesures avec des distances différentes de la plaque au bord du condensateur.

L'auteur a déterminé ainsi la correction qui s'est montrée très constante pendant toute une série de mesures.

La détermination de toutes les grandeurs auxiliaires (dimensions, champs, etc.) a été faite avec le plus grand soin. Les différentes valeurs de $\frac{e}{m}$ sont très concordantes.

L'auteur donne comme résultat final :

$$\frac{e}{m} = 1{,}7674 \times 10^7 \text{ à } 1{,}5\,\%_{000} \text{ près}$$

Ce nombre est en bon accord avec ceux de Classen et de Cotton et Weiss. L. Bayer.

Sur la dispersion des rayons β du radium par l'air. — J. A. Crowther (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1909) 273-274). — L'auteur mesure, à partir d'une certaine origine en utilisant l'ionisation qu'ils produisent, l'intensité d'un faisceau de rayons β du radium constitué par des rayons ayant très sensiblement tous même vitesse. En désignant par I_0 l'intensité à l'origine du faisceau de rayons β et par I l'intensité du même faisceau à une distance d de l'origine l'expérience montre que :

$$I = I_0 e^{-\sigma d}$$

σ, quantité constante peut-être considéré comme le coefficient de dispersion par l'air.

J. J. Thomson a montré qu'approximativement ce coefficient doit être proportionnel à

$$\frac{1}{v^3 m^2}$$

v étant la vitesse et m la masse d'un corpuscule.

Si d'autre part on tient compte de la formule de Lorentz on a pour la masse

$$m = m_0 (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$$

β étant le rapport de la vitesse du corpuscule à la vitesse de la lumière. Pour des rayons de différentes vitesses on doit donc avoir la relation.

$$\sigma (1 - \beta^2)^{\frac{3}{2}} v^3 = \text{constante}.$$

Le tableau ci-dessous donne la valeur de σ et du produit $\sigma (1 - \beta^2)^{\frac{3}{2}} v^3$ pour différentes valeurs de la vitesse.

Vitesse (cm/sec)	σ (cm⁻¹)	$\sigma (1-\beta^2)^{\frac{3}{2}} v^3$
$2{,}26 \times 10^{10}$	0,255	$1{,}98 \times 10^{10}$
2,50	0,174	2,03
2,74	0,072	2,25
2,84	0,040	2,25

J. Sayous.

Emission d'électrons négatifs par des métaux soumis à une réaction chimique. — E. Haber et G. Just (*Ann. der. Phys.*, **30** (1909) 411-415). — 1. Si l'on expose à l'air un peu de l'alliage liquide Na-K, en communication avec le pôle négatif d'une batterie à haute tension, si l'on place au-dessus à 4 cm. environ, un disque de laiton relié à un électroscope, et si l'on gratte légèrement la surface du liquide avec une tige de verre ou une lame de rasoir isolée, pour mettre à nu la surface brillante de l'alliage et permettre à l'oxydation de se produire, on constate que l'électroscope se charge négativement.

2. Si l'on inverse le champ, il ne se produit rien.

3. On obtient les mêmes phénomènes en grattant avec un rasoir isolé un morceau de sodium, ou de l'amalgame de lithium. Dans ce dernier cas, on peut constater que le phénomène électrique dure aussi longtemps qu'il reste une partie brillante à la surface de l'alliage, c'est-à-dire aussi longtemps que dure l'oxydation. Il ne s'agit donc pas ici d'une électrisation par frottement, mais d'un effet nouveau, analogue à l'effet photo-électrique.

4. Les mêmes phénomènes se produisent dans l'obscurité la plus complète.

5. On fait couler à l'abri de l'air de l'alliage Na-K dans un tube de verre. On met l'alliage à — 1100 volts. Au-dessus du liquide se trouve une aiguille à tricoter reliée à un électroscope. Si l'on secoue le tube l'électroscope ne dévie pas. On laisse alors entrer de l'air et on agite.

Il ne se manifeste pas de charge électrique, « mais il se forme au lieu d'une croûte blanche d'oxyde ou d'hydroxyde, une couche noire analogue au noir de fumée, et qui doit être un mélange d'alliage, d'oxyde et de peroxyde. Si l'on pompe de nouveau, et laisse rentrer de l'air humide et si l'on répète cette opération plusieurs fois, jusqu'à ce qu'il se forme un peu d'oxyde ou d'hydroxyde blanc, on constate que l'effet électrique se produit. Si l'on aspire de nouveau l'air, et si on le remplace par de l'hydrogène humide, l'effet ne disparaît pas, mais diminue beaucoup....

La vapeur d'eau joue donc un rôle essentiel. »

6. Si on met l'alliage à l'air, sur une assiette isolée et en communication avec une paire de quadrants d'un électromètre, et si l'on en gratte légèrement la surface, il ne se produit rien ou à peu près. Les électrons sont donc trop lents pour quitter le voisinage immédiat du métal. Mais, si en même temps, on envoie un courant d'air sec vers la surface du liquide, celui-ci se charge positivement à un potentiel de plusieurs volts. Si l'on arrête le grattage l'effet électrique disparait.

7. On a donc ici un « effet de réaction » analogue à l'effet photo-électrique, sorte d'explosion des atomes métalliques sous l'influence de l'action chimique.

La différence essentielle entre les deux effets est que la vitesse initiale des électrons émis est très petite dans le cas de l'effet chimique. L. Bayer.

REVUE DES LIVRES

Problèmes et exercices de mathématiques générales, par **E. Fabry** (librairie Scientifique, A. Hermann, 1910, 420 p., prix 10 francs).

Le présent volume sera le très utile complément du Traité de mathématiques générales du même auteur, analysé ici même[1]. Il comprend deux parties l'une consacrée aux énoncés et l'autre aux solutions. Suivant la difficulté des questions, celles-ci sont plus ou moins développées mais toujours assez pour que le lecteur puisse suivre facilement la voie qu'a voulu lui indiquer l'auteur. Elles ne sont pas choisies, pour apprendre plus de choses ou d'autres choses que celles que contient le Traité, mais seulement pour apprendre à appliquer correctement et sans hésitation les théories fondamentales qui y sont exposées. L'étude méthodique de recueil d'exercices constitue donc une excellente école de calcul analytique et peut rendre à ce point de vue les plus grands services, non seulement à ceux, chimistes, physiciens, ingénieurs, qui n'ayant plus ni le loisir ni l'envie d'obtenir des diplômes veulent acquérir le maniement d'un outil dont le développement même des sciences expérimentales rend l'utilité plus manifeste chaque jour, mais aussi des étudiants réguliers des Facultés préparant le certificat de mathématiques générales, auxquels leur nombre même dans chaque faculté, interdit l'espoir de faire beaucoup de devoirs corrigés par le professeur. Cette catégorie d'étudiants n'avait véritablement pas à sa disposition de recueils de problèmes correspondant à leur examen, ceux qui ont été faits jadis pour la classe de mathématiques spéciales étant encombrés de chinoiseries sur les coniques et les quadriques, et d'autre part les excellents recueils destinés aux candidats à l'ancienne licence, tels que ceux de Frenet et de Tisserand, pour ne citer que ceux-là, ne contenant ni algèbre simple, ni géométrie analytique proprement dite, ni mécanique. D'ailleurs le rapprochement qui s'est fait entre les programmes des examens d'entrée aux écoles Normale et Polytechnique et ceux du certificat de mathématiques générales, permettra aux candidats aux premières de tirer aussi bon profit de cet ouvrage.

Chacune des deux parties du volume est divisée en quatre chapitres, algèbre, géométrie analytique, analyse, mécanique. Je crois pouvoir signaler particulièrement le soin qui paraît avoir été apporté dans le choix des nombreux exercices sur la séparation des racines des équations algébriques et le calcul des racines réelles commensurables, le calcul par approximation (méthode de Newton et des proportions des racines incommensurables, questions importantes parmi celles qui, en mathématiques, doivent constituer le bagage des futurs physiciens. C'est encore en me plaçant au même point de vue que je signale les nombreux exercices consacrés aux intégrales définies, curvilignes et de surface.

On trouvera soit disséminés, soit réunis dans deux chapitres consacrés à des questions générales d'analyse, de géométrie analytique et de mécanique, à peu près tous les problèmes posés aux certificat de mathématiques générales et aux écoles Normale et Polytechnique en ces dernières années.

Qu'il nous soit seulement permis de regretter le caractère peu physique des problèmes de mécanique proposés. Mais ce n'est pas là un défaut particulier au livre; il est imputable à la manière dont, en France, la mécanique dite rationnelle et la physique dite mathématique se sont, depuis nos grands géomètres physiciens, Poisson et Fourrier, graduellement tourné le dos. A en juger par les questions posées à Cambridge, nos examens de mécanique auraient à ce point de vue beaucoup à gagner en se rapprochant de la manière anglaise. **L. Dunoyer.**

1. *Le Radium*, 6, 1909, 320.

Récréations mathématiques et problèmes des temps anciens et modernes. — W. Rouse Ball. 2e édit. française. Troisième partie avec additions de MM. Margossian, Reinhart, Fitz Patrick et Aubry (A. Hermann, 1909, 560 pages. Prix : 5 francs).

Ce petit volume, édité en un format commode et en papier léger, sera un compagnon agréable pour ceux dont l'esprit curieux n'est pas rebuté par le manque de perspectives que semblent présenter la plupart de ces questions d'arithmétique amusante, de construction de tableaux numériques, en carrés ou en triangles, et de calculs de calendriers, — questions fort délicates d'ailleurs, très souvent, et exigeant une certaine dose de l'esprit de finesse dont parle Pascal.

Après un chapitre sur les carrés magiques, on trouvera trois chapitres amusants sur l'astrologie (simple description des règles qui présidaient au tracé et à la lecture des horoscopes, sans recherche des causes pour lesquelles l'influence de telle ou telle planète était réputée faste ou néfaste) l'hyperespace, le temps et sa mesure. Les considérations sur l'hyperespace sont un peu superficielles, volontairement sans doute, l'auteur s'étant simplement placé au point de vue de la non-contradiction qu'il y aurait pour nous à admettre l'existence d'une quatrième dimension, en s'inspirant de ce que nous, qui vivons dans l'espace à trois dimensions, pouvons nous représenter les conditions géométriques d'existence d'êtres à deux dimensions astreints à se mouvoir sur une surface. L'auteur s'est interdit de chercher pourquoi notre espace nous apparaît en trois dimensions; — question trop hautement métaphysique pour trouver place dans ce petit volume dont le ton général est celui d'une considération sérieuse.

M. Aubry a consacré un certain nombre de notes à l'arithmétique, à l'algèbre et à la géométrie. Signalons parmi ces notes des aperçus sommaires mais présentés d'une manière agréable sur la statique graphique et les systèmes articulés, la construction mécanique de certaines courbes, ainsi que sur l'histoire des notations algébriques. Du reste, l'abondance des détails historiques fait certainement la plus grande originalité de l'ouvrage. Il se termine par une note de M. Fitz Patrick sur la géométrie par le pliage et le découpage du papier. **L. Dunoyer.**

Die Neueren Strahlen, par **H. Greinacher** (16×25) 150 pages. — (Ferdinand Encke, éd. Stuttgart 1909) Prix : M. 4.

Ce livre est un ouvrage d'excellente vulgarisation: il expose, sous une forme élémentaire et très claire, les propriétés das rayons α, β, γ des corps radioactifs, des rayons cathodiques, canaux, anodiques et des rayons de Rontgen. L'auteur est bien au courant des progrès les plus récents dans ce domaine de la physique. Certains chapitres ont paru séparés dans une revue de physique médicale. Nous pouvons donc recommander la lecture de ce volume, en particulier aux médecins. **E. Bauer**

1. On en trouvera par exemple quelques unes dans les Scientific Papers de Lord Rayleigh.

Le Gérant : Pierre Auger.

65502. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Dosage du radium par la mesure de l'émanation dégagée

Par Mme P. CURIE

Faculté des Sciences de Paris.

Le dosage du radium par l'émanation qu'il dégage en un temps donné a été proposé de divers côtés et a été effectivement utilisé dans différents laboratoires pour des travaux dont certains ont une grande importance. La méthode qui a été employée le plus souvent est celle qui consiste à chasser par l'ébullition l'émanation accumulée pendant un temps connu dans un vase clos contenant une solution de radium, et à transporter cette émanation dans un appareil de mesures.

J'ai tout spécialement étudié une méthode de dosage du radium par l'émanation qu'il dégage. Cette méthode, employée couramment au laboratoire de radioactivité de Paris depuis plusieurs années, s'est montrée d'un emploi très pratique et donne des résultats d'une très grande précision. C'est pourquoi elle sera décrite ici avec quelques détails.

La méthode consiste à entraîner par un courant d'air à froid l'émanation dégagée par une petite quantité (quelques cm³) d'une dissolution contenant du radium.

Les deux formes d'appareils en verre que j'emploie pour y placer la dissolution sont représentées dans la figure 1. On les nomme barboteurs. Le barboteur *a*

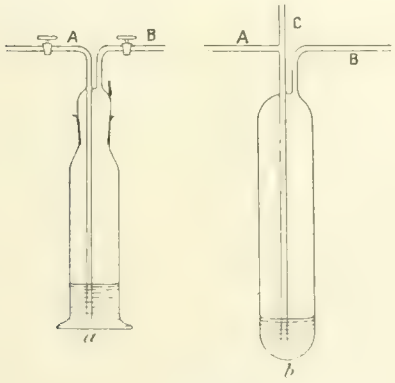


Fig. 1

est fermé par un bouchon rodé que l'on enlève pour introduire la dissolution : il est muni d'un tube A, qui est destiné à amener l'air au fond du vase, et d'un tube de dégagement B : ces deux tubes sont à robinets. Le barboteur *b* n'a pas de rodage ni de robinets ; la solution est introduite par la tubulure C au moyen d'une pipette à pointe longue et fine ; après introduction de la dissolution la tubulure *c* est fermée à la lampe. Le tube A sert pour l'arrivée de l'air, et le tube B est un tube de dégagement ; ces deux tubes sont étirés en pointe fine, et ils restent fermés à la lampe pendant que l'émanation s'accumule, de sorte que l'appareil est rigoureusement clos et qu'aucune fuite d'émanation ne peut avoir lieu. Le barboteur *a* n'offre pas la même sécurité puisque sa fermeture comporte un rodage et deux robinets ; il est toutefois d'un emploi plus pratique et sert pour l'usage courant, tandis que le barboteur *b* est employé pour des recherches de précision. Le volume total des barboteurs est, en général, de 25 cm³ : mais on peut employer des barboteurs plus petits ou plus grands.

On introduit dans le barboteur un petit volume de la solution proposée, de manière que le tube A plonge dans la dissolution sur quelques millimètres de longueur.

L'appareil qui sert pour mesurer l'activité de l'émanation produite par la solution est un condensateur à gaz du modèle représenté dans la figure 2. Le condensateur est muni de deux robinets : on doit vérifier qu'il est parfaitement étanche. Le transport de l'émanation contenue dans un barboteur de la forme *a* dans le condensateur de mesures se fait de la manière suivante : la tubulure B du barboteur est mise en communication au moyen d'un bon tube de caoutchouc de petite longueur avec l'une des tubulures du condensateur dans lequel on a fait préalablement le vide ; le robinet A étant fermé, on établit la communication entre le barboteur et le condensateur ; l'air chargé d'émanation contenu dans le barboteur est aspiré dans le condensateur dont le volume est environ 20 fois plus grand que celui du barboteur. La plus grande partie de l'émanation contenue dans le barboteur est enlevée dans cette opération, parce que le liquide n'occupe qu'une petite partie du volume du barboteur (un dixième environ) et que par suite l'émanation, qui n'est pas très soluble dans le liquide (coefficient de solubilité dans l'eau environ 0,5 et moins dans les solutions acides ou alcalines), se trouve principalement dans le gaz

On ferme alors la communication avec le condensateur; on ouvre peu à peu le robinet A et on laisse rentrer dans le barboteur de l'air inactif qui, barbo-

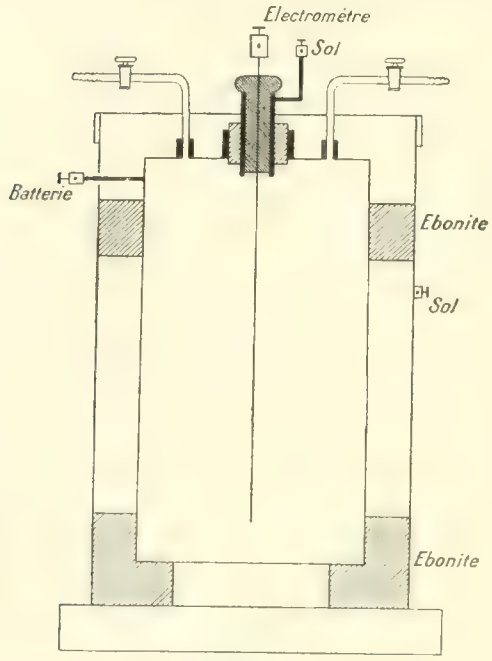


Fig. 2.

tant dans la solution, entraîne l'émanation qui y est contenue. Quand la pression atmosphérique est rétablie dans le barboteur, on fait une nouvelle aspiration en ouvrant le robinet du côté du condensateur pendant que le robinet A est fermé.

Je me suis assurée que par une succession d'aspirations et de rentrées d'air on peut pratiquement enlever la totalité de l'émanation contenue dans le barboteur pour des temps d'accumulation supérieurs à quelques heures. Il est nécessaire d'opérer toujours de la même manière; j'ai obtenu d'excellents résultats en produisant trois aspirations suivies de trois rentrées d'air; après quoi, le robinet A étant ouvert, on laisse rentrer dans le condensateur un courant d'air traversant le barboteur sous pression atmosphérique et ayant toujours à peu près la même vitesse réglée par une manœuvre du robinet du condensateur. Dans mes expériences l'ensemble des trois aspirations et des trois rentrées d'air demande 5 minutes; le courant d'air régulier passe ensuite pendant 10 minutes. Il est très facile de s'habituer à effectuer toujours les opérations de la même manière et à apprécier très exactement la vitesse du courant d'air par l'aspect du barbotage. Le liquide se trouve alors après chaque opération dans un état parfaitement défini et ne garde qu'une quantité d'émanation négligeable par rapport à celle qui se forme en quelques heures. Les quantités d'émanation extraites à des intervalles de temps égaux sont alors très exactement égales pour des temps d'accumulation supérieurs à quatre heures.

L'air que l'on introduit dans les barboteurs est pris au dehors au moyen d'un tuyau de plomb, filtré au travers de coton de verre et lavé dans un flacon à eau distillée inactive.

Quand on emploie un barboteur de forme *b*, l'ouverture des tubulures se fait en cassant leurs pointes dans les tubes de caoutchouc qui les relient au condensateur et au flacon laveur; les robinets qui servent pour la manœuvre sont alors celui du condensateur et celui du flacon laveur. Après l'opération on ferme à nouveau les pointes des tubulures à la lampe.

Quand l'opération est finie, la pression atmosphérique n'est pas encore rétablie dans le condensateur. On laisse celui-ci sous pression réduite, et l'on attend que par suite du développement de la radioactivité induite le courant ait atteint la valeur maximum, qui peut facilement être mesurée avec une grande exactitude. Il y a avantage à rétablir la pression atmosphérique dans le condensateur seulement quelques minutes avant la mesure parce que, si l'appareil n'était pas parfaitement étanche, la petite perte d'émanation qui pourrait en résulter se trouverait diminuée. On peut faire une mesure du courant de saturation entre 3 heures et demie et 4 heures à partir de l'aspiration de l'émanation. Il est bon de faire 2 séries de mesures à une demi-heure d'intervalle.

Le courant est généralement mesuré par la méthode du quartz piézoélectrique, mais on peut aussi utiliser un dispositif différent. La valeur du courant de saturation pour une même quantité d'émanation dépend des dimensions du condensateur et de la densité du gaz qui y est contenu. Ces conditions influent en effet sur la manière dont se trouvent utilisés les rayons émis par l'émanation et la radioactivité induite. Plus toutes les dimensions du condensateur sont grandes et plus la densité du gaz est élevée, plus le courant est intense, à quantité d'émanation égale. Les dimensions des condensateurs employés étaient toujours les mêmes, il était donc seulement nécessaire de préciser l'influence de la densité du gaz et de ramener toutes les mesures à une densité considérée comme normale. La correction à appliquer à cet effet a été déterminée par l'expérience. Une certaine quantité d'émanation se trouvant dans un condensateur relié à un manomètre, et le courant ayant atteint sa valeur maximum, on faisait la mesure du courant en augmentant par degrés la quantité d'air contenue dans le condensateur, de manière à avoir la valeur du courant pour une série de pressions comprenant la pression atmosphérique et s'en écartant dans les deux sens de la valeur de quelques centimètres de mercure. La courbe expérimentale ainsi obtenue a permis d'établir la correction due à la variation de pression de l'air atmosphérique; la correction due à la varia-

tion de la température ambiante a été déduite en admettant que la température n'intervient que pour modifier la densité de l'air.

Avec les dimensions des condensateurs employés la formule de correction est la suivante :

$$\varepsilon = i\,0{,}0007\,(760 - p) + 0{,}002\,(t - 15)$$

ε représentant la correction à ajouter au courant mesuré i pour le ramener à la valeur qu'il aurait eue si l'air du condensateur avait été à la pression de 760 mm. de mercure et à la température de 15°, alors que la pression et la température de l'air au moment du remplissage final ont été effectivement p mm. de mercure et t degrés. La correction peut atteindre 2 pour 100 de la valeur mesurée, et son emploi est utile.

Le condensateur qui a servi pour une mesure est ensuite purgé de l'émanation qu'il contient; pour cela on y fait le vide et on laisse ensuite rentrer de l'air inactif séché et filtré. Quand cette opération a été répétée plusieurs fois, le condensateur est abandonné pendant une journée pour permettre l'extinction de la radioactivité induite. Il peut après cela resservir pour une nouvelle mesure. Toutefois il peut conserver une petite activité que l'on doit faire intervenir comme correction aux mesures et qui doit être aussi faible que possible. Pour protéger le condensateur contre les accidents, on interpose entre le barboteur et le condensateur un très petit tube contenant un peu de coton de verre. On peut avoir un certain nombre de condensateurs; s'ils ont les mêmes dimensions, ils sont parfaitement interchangeables ainsi que je m'en suis assurée fréquemment.

L'air chargé d'émanation qui pénètre dans le condensateur est très humide, l'interposition de tubes desséchants peut occasionner des erreurs telles que l'absorption de petites quantités d'émanation par ces matières. Cette interposition peut être évitée si l'on a soin de se servir d'ambre pour les pièces isolantes du condensateur; l'ambre conserve en effet dans l'air humide ses propriétés isolantes à un degré suffisant, pour que la mesure puisse se faire très exactement par une méthode de zéro; l'ébonite ne peut pas rendre le même service. Après chaque opération il est bon de dessécher le condensateur.

J'ai effectué un grand nombre d'expériences pour préciser les conditions qui permettent d'obtenir des résultats concordants.

La quantité d'émanation q accumulée pendant le temps t est donnée par la formule

$$q = \Delta p \theta \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}}\right)$$

où θ désigne la vie moyenne de l'émanation, p le poids de radium présent et Δ le débit d'émanation par gramme de radium en unités arbitraires.

Si l'émanation n'éprouvait pas de destruction spontanée, la même quantité d'émanation q serait obtenue en un temps t_r que je nomme *temps réduit*; on a,

$$q = \Delta p t$$

par suite $$t_r = \theta\left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}}\right)$$

Le temps réduit augmente avec t et tend vers la valeur θ quand t tend vers l'infini. Pratiquement, la limite est atteinte avec une grande approximation pour $t = 50$ jours.

La quantité $\frac{q}{t} = \Delta p$ doit être une constante pour un barboteur déterminé contenant un poids fixe p de radium. Soit R la valeur de ce rapport. Pour deux barboteurs contenant des poids différents p et p' de radium, les rapports correspondants R et R' devront vérifier la relation

$$\frac{R}{R'} = \frac{p}{p'}$$

Il suffira donc de connaître la valeur du rapport R pour une solution contenant une quantité connue de radium pour pouvoir doser par comparaison le radium contenu dans toute autre solution. Pour prouver que l'emploi de la méthode est légitime, il est nécessaire de s'assurer que le rapport R est indépendant du temps d'accumulation et qu'il est proportionnel à la teneur de la solution en radium.

Si la constante de temps θ de l'émanation est connue, le temps réduit t_r peut facilement être calculé pour une valeur quelconque du temps d'accumulation t. On peut, en particulier, construire une table qui fournit les valeurs de t_r correspondant à des valeurs de t croissantes par intervalles convenables (d'heure en heure jusqu'à 48 heures, ensuite par quart de jour, par demi-jour et finalement par jour jusqu'à 50 jours). Il est aussi utile d'indiquer dans la table les valeurs des fonctions $e^{-\frac{t}{\theta}}$ et $1 - e^{-\frac{t}{\theta}}$ qui se trouvent calculées en même temps. Une table de ce genre est depuis plusieurs années d'usage courant au laboratoire Curie. La base adoptée primitivement pour le calcul était $\theta = 158$ heures, suivant P. Curie. A la suite d'expériences plus récentes[1], on peut admettre que la véritable valeur de θ est très voisine de 155,2 heures. C'est ce nombre qui a été adopté comme base pour la construction d'une table, qui a été publiée antérieurement par M. Kolowrat[2].

J'ai fait un grand nombre d'expériences qui prouvent que le rapport R se montre très constant et peut être mesuré avec une grande précision pour des temps d'accumulation compris entre 15 heures et 48 heures. Pour des temps d'accumulation de quelques heures seulement la mesure est moins bien définie, en ce sens que le mode de prise d'émanation prend plus d'importance; aussi les résultats sont moins bons.

Enfin, pour des temps d'accumulation de quelques

1. M. Curie, *Le Radium* 1910.
2. Kolowrat *Le Radium*, 1909.

jours et davantage, R conserve approximativement la même valeur que pour un jour; toutefois, les mesures sont beaucoup moins concordantes, et la valeur trouvée pour R est le plus souvent trop faible, l'écart pouvant atteindre 5 pour 100 et même davantage.

Quand on emploie des barboteurs à robinets, toute valeur de R trop faible peut être attribuée à un défaut de fermeture, mais avec des barboteurs entièrement clos cette cause d'erreur est supprimée. Il est possible que pour des temps d'accumulation longs il puisse se produire une occlusion partielle de l'émanation dans le verre. On peut aussi remarquer que si l'on obtenait toujours pour $t = 30$ jours une valeur de $\frac{q}{t}$ constante et inférieure à celle que l'on obtient pour $t = 1$ jour, ce fait serait une indication pour penser que la valeur admise pour θ est trop forte; en effet, si par exemple on modifie de 5 pour 100 la valeur, de θ le temps réduit qui correspond à $t = \infty$ est modifié dans la même proportion, tandis que les temps réduits qui correspondent aux temps d'accumulation inférieurs à deux jours éprouvent une réduction inférieure à 1 pour 100. Les résultats obtenus avec des valeurs de t comprises entre 5 et 30 jours ne sont pas assez réguliers pour que l'on puisse s'en servir dans le but de fixer la valeur de la constante θ.

Voici, à titre d'exemple, quelques-unes des nombreuses séries de mesures effectuées; on a indiqué par quelques barboteurs la valeur de R pour divers temps d'accumulation t.

Barboteur à robinets		Barboteur sans robinets	
t heures	R	t heures	R
50,17	2,15	16,8	14,54
121,45	2,10	26,42	14,18
51,41	2,15	21,5	14,27
67,4	2,15	21,17	14,28
68,9	2,15	26,5	14,22
24,08	2,15	4,25	14,58
792	1,97	17,55	14,17
42,42	2,14	2,42	14,47
		21,68	14,07
		0,908	14,58

Barboteur sans robinets		Barboteur sans robinets	
t heures	R	t heures	R
17,28	2,68	45,5	2,19
44,75	2,68	2580	2,15
27,07	2,68	48	2,16

En employant un temps d'accumulation entre un et deux jours et en ayant soin de se servir de barboteurs très propres et d'effectuer la prise d'émanation très régulièrement, on obtient une précision de 0,5 pour 100. L'erreur à craindre sur la constante θ ne peut influencer les résultats d'une manière appréciable si $t < 48$ heures.

Si l'on a obtenu une bonne concordance pour la valeur de R mesurée avec un même barboteur, on peut constater que les valeurs de R pour deux barboteurs différents sont très exactement proportionnelles aux poids de radium contenus dans le barboteur à l'état de dissolution. On peut alors préparer une solution étalon avec un sel de radium pur et déterminer en valeur absolue l'intensité du courant de saturation que l'émanation fournie par cette solution par unité de temps, peut produire dans un condensateur de forme déterminée.

Cet étalonnage sert ensuite de base pour tous les dosages que l'on voudra effectuer; il constitue une opération délicate qui doit être faite avec le plus grand soin en raison de son importance. Voici comment cette opération a été exécutée.

Le sel de radium que j'ai utilisé était le chlorure de radium parfaitement pur que j'avais préparé en 1907 et qui m'avait servi pour la détermination du poids atomique du radium; le poids atomique obtenu était égal à 226,5.

Le sel qui venait de cristalliser d'une solution contenant de l'acide chlorhydrique a été séché à l'étuve et privé de son eau de cristallisation. Ensuite quelques fragments conservant la forme de cristaux ont été choisis, placés dans un creuset de platine et pesés après dessiccation avec les mêmes précautions que celles qui étaient habituelles pour une détermination de poids atomique, avec la même balance précise et rapide. Le poids de chlorure de radium anhydre utilisé était de 0,02 à 0,05 gramme.

Le sel a été introduit dans un flacon de verre à bouchon rodé parfaitement propre. Ce flacon avait une contenance d'environ 200 cm³; il était pesé à un milligramme près. En versant sur le sel un peu d'eau qui avait été redistillée dans un appareil en platine, on a obtenu la dissolution du sel sans aucun résidu. Le volume de la solution a alors été amené à 150 cm³ environ et une goutte d'acide chlorhydrique très pur a été ajoutée. Le poids total de la dissolution était déterminée par une pesée précise au milligramme.

La quantité de chlorure de radium pur qui était utilisée pour une mesure de l'activité de l'émanation dégagée est de l'ordre de 10^{-6} gr. Il était donc nécessaire de faire des barboteurs avec une solution beaucoup plus diluée que la solution principale. Pour cela on a fait sur celle-ci des prises de liquide destinées à la préparation de solutions plus diluées. La solution

principale ayant été fortement agitée dans le flacon fermé, on prend avec une pipette une quantité convenable (1 cm³ environ) de solution et on l'introduit dans un petit flacon de verre fin de 5 cm³ de volume, préalablement pesé avec soin sur une balance précise au dixième de milligramme. Le liquide étant introduit et le flacon bouché, une nouvelle pesée fait connaître le poids de la prise de solution. Celle-ci est alors introduite dans un flacon de 200 cm³ préalablement pesé et le volume du liquide est amené à 150 cm³ environ au moyen d'eau parfaitement pure. La pesée du flacon fait connaître alors le poids de la solution. Deux solutions auxiliaires ont été généralement préparées ainsi au moyen de la solution principale ; pour chacune de ces solutions la quantité convenable pour un barboteur était de 0,5 gr. à 1 gr. Les solutions ayant été agitées, on prenait avec une pipette à pointe fine la quantité de liquide convenable et on l'introduisait dans un barboteur (fig. 1, *b*) soigneusement pesé à la balance de précision ; le poids du liquide utilisé était déterminé par une pesée, et l'on ajoutait un peu d'eau pure pour amener le volume à 2 cm³ environ, puis on fermait le barboteur. Plusieurs barboteurs ont généralement été faits avec chacune des solutions auxiliaires.

Les solutions sont repesées après chaque prise afin que l'on puisse se rendre compte si leur concentration varie par évaporation. Cette variation est très lente et peut le plus souvent être négligée.

Les prises d'émanation ont été faites ainsi qu'il a été décrit plus haut. Trois mesures étaient généralement faites pour chaque barboteur.

On mesurait pour un temps d'accumulation t le courant de saturation qui peut être obtenu dans un condensateur de forme déterminée 3 à 4 heures après l'introduction de l'émanation, c'est-à-dire quand le courant a atteint sa valeur maximum. L'intensité du courant était mesurée au moyen d'un quartz piézoélectrique en grammes par seconde ; elle était rapportée à une heure de temps réduit et ramené à la pression normale et à une température de 15°. Les nombres ainsi obtenus sont inscrits dans la colonne R.

Soit p le poids de sel contenu dans un barboteur. Le rapport $\frac{R}{p}$ doit être constant, et sa connaissance suffit pour effectuer des dosages de radium, en conservant le même condensateur à gaz et la même lame de quartz piézoélectrique ou autre étalon de courant invariable.

Le tableau A de la colonne suivante est un exemple d'une détermination de ce genre.

On voit que la concordance est très bonne, l'écart maximum n'atteignant pas 0,5 pour 100.

Pour obtenir un nombre absolu il faut faire intervenir la constante de la lame de quartz utilisée ; cette constante a été déterminée par des expériences d'étalonnage. La quantité d'électricité dégagée par la lame pour un poids connu est comparée à celle que porte un condensateur à plateaux absolu pour une différence de potentiel connue, fournie par une série d'éléments étalons[1].

Tableau A.

				R	$\frac{R}{p}$	
Solution principale contenant 0,0245 gr. de $RaCl^2$ pur	Solution auxiliaire I	Barboteur *a*		5,24	2 257	10⁶
				5,21		
				5,24		
		Barboteur *b*		5,165	2,269	
				5,170		
				5,165		
	Solution auxiliaire II	Barboteur *c*		5,17	2 259	
				5,11		
				5,11		
		Barboteur *d*		4,55	2 267	
				4,60		
				4,55		
	Moyenne générale				2 263	10⁶

L'étalonnage a été effectué à l'aide d'un condensateur de précision (plateaux de 20 centimètres de diamètre) et d'une batterie de 10 éléments Weston. Les lames utilisées donnent lieu à un dégagement de 8 à 10 unités E.S. pour une traction d'un kilogramme.

Connaissant la constante du quartz on peut calculer l'intensité i du courant maximum pour l'émanation obtenue par gramme de sel et par heure de temps réduit.

Bien que les mesures soient, en général, très bonnes, on rencontre cependant d'assez grandes difficultés quand il s'agit d'obtenir la valeur absolue de i avec une précision suffisante. Ces difficultés portent sur l'homogénéité des solutions et sur leur conservation. Avant chaque prise ces solutions très diluées doivent être très fortement agitées, afin de faire disparaître les différences de concentration locale. Les solutions doivent être préparées avec le plus grand soin, en ce qui concerne la propreté des vases et la pureté des réactifs ; ces précautions ont pour but d'éviter la formation de précipités insolubles qui est toujours à craindre. Une solution préparée avec soin reste limpide pendant plus d'un an ; malgré cela j'ai pu m'assurer qu'une solution conservée aussi longtemps peut avoir éprouvé une perte de radium, ce dernier étant probablement absorbé par le verre ; la perte peut atteindre quelques pour 100 en une année. Pour faciliter la conservation des solutions auxiliaires, il est bon de les additionner d'une petite quantité de solution de sel de baryum pur ; le baryum et le radium étant des substances très voisines et isomorphes, on peut espérer que toute cause susceptible

1. Œuvres de P. Curie.

d'insolubiliser ces matières agira principalement sur le baryum présent en quantité considérablement plus grande que le radium.

Les résultats définitifs obtenus dans quelques séries d'expériences récentes conduisent à la valeur suivante de i

i 2,00 10^{6} E.S. par gramme de $RaCl^2$ et heure de temps réduit.

i 2,62 10^{6} E.S. par gramme de Ra et heure de temps réduit.

Ces valeurs sont obtenues avec une précision d'environ 1 pour 100, mais la divergence avec une série de mesures antérieures est notablement plus grande (quelques pour 100). Cette divergence peut tenir à des imperfections des expériences. Mais on peut aussi se demander si la production d'émanation par une solution de radium n'est pas sujette à certaines variations. De telles variations pourraient avoir lieu, s'il existait entre le radium et l'émanation un corps intermédiaire (Radium X), se séparant très difficilement du radium.

Il existe quelques indices en faveur de cette manière de voir. Le débit d'émanation dans des solutions préparées avec du chlorure de radium fraîchement cristallisé a paru subir une légère augmentation. Dans d'autres solutions d'où l'on avait éliminé le radium par l'acide sulfurique, le débit d'émanation a progressivement diminué bien que la solution se soit conservée limpide.

On peut déduire du résultat numérique indiqué que la valeur du courant maximum pouvant être obtenu avec l'émanation saturée d'un gramme de radium est égale à $2,62\ 10^{6} \times 155,2$, soit $5,5\ 10^{8}$ E.S. pour la chambre d'ionisation utilisée.

Ce nombre est obtenu avec les conditions expérimentales suivantes :

Le condensateur de mesures est un vase cylindrique dont voici les dimensions :

Hauteur	12,5 cm ;
Diamètre intérieur	6,7 cm ;
Volume	440 cm³ environ.

L'électrode centrale est une tige de 5 mm. de diamètre qui arrive à la distance de 1 cm. du fond.

Le courant de saturation a toujours été atteint ; la différence de potentiel entre les armatures du condensateur était de 800 volts.

On peut d'ailleurs remarquer qu'avec les dimensions indiquées un petit écart de ces dimensions n'entraîne pas de variation appréciable dans les résultats des mesures, de sorte que la reproduction des conditions expérimentales indiquées ne présente aucune difficulté.

La méthode qui vient d'être décrite peut être utilisée pour doser des quantités de radium bien plus faibles que celles qui ont été utilisées pour l'étalonnage. En augmentant le volume du barboteur et la sensibilité du dispositif de mesures, on peut doser ainsi une quantité de radium de l'ordre de 10^{-9} gr. contenu dans un volume de liquide qui peut atteindre 50 cm³. Si la dilution de la matière est trop grande et que l'on veuille éviter l'ébullition de grandes masses de liquide, on peut avoir avantage à précipiter d'abord le radium contenu dans la solution par l'acide sulfurique, à redissoudre le précipité et à doser ensuite le radium dans cette solution de volume réduit. La précipitation du radium contenu dans une solution en très faible proportion peut être rendue très complète, si la solution contient un peu de baryum, et si la précipitation est répétée deux ou trois fois.

(Mémoire reçu le 20 mars 1910.)

Sur la masse de l'ion négatif d'une flamme

Par G. MOREAU

(Laboratoire de physique de la Faculté des Sciences de Rennes.)

1. — Lorsqu'on introduit un sel alcalin dans la flamme très chaude d'un brûleur Bunsen, on sait que la conductibilité de la flamme est notablement augmentée ; la vapeur saline est ionisée et le transport du courant s'effectue par deux espèces d'ions dont les mobilités sont très différentes entre elles. Pour l'ion négatif la mobilité est de l'ordre de 1 000 cm : volt : sec., tandis que la mobilité positive ne dépasse pas 80 cm : volt : sec.[1]

Cette différence prouve que l'ion négatif est beaucoup plus léger que l'ion positif et l'on peut présumer qu'il possède de ce fait d'autres propriétés. L'expérience suivante établit qu'il *diffuse* notablement plus vite que l'ion positif à travers une autre flamme.

Considérons deux flammes de dimensions égales qui brûlent verticalement au contact d'une toile de platine A (fig. 1).

1. Moreau, *Ann. de Chimie et Physique*, Sept. 1905.

1. Voir, pour les détails, un mémoire paru dans les *Annales de Chimie et de Physique*, Décembre 1909.

Un champ électrique X est établi dans l'une des flammes f et y produit un courant qu'on mesure avec un galvanomètre. Dès qu'on introduit dans l'autre flamme F une perle de sel de sodium p ce courant *s'accroît notablement* si le champ X éloigne les ions négatifs de la toile de platine; il n'augmente pas sensiblement si le même champ est dirigé en sens inverse. Dans la première observation les ions négatifs produits par le sel diffusent à travers la toile de platine, beaucoup plus rapidement que les ions positifs, pénètrent dans la flamme f où ils sont entraînés par le champ. Le champ renversé s'oppose à leur diffusion dans la seconde observation et accélère celle des ions positifs.

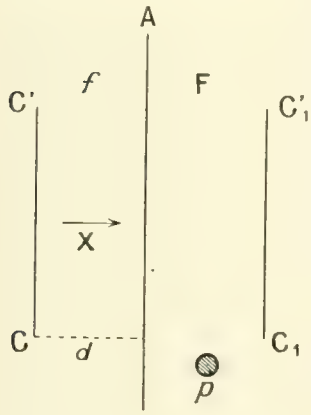


Fig. 1.

Exemple :

X . . .	506	220	166	82	42
I. . .	545	500	265	170	100
I . . .	0	5	0	1	0

Le champ X est évalué en volts : cm. Les courants I et I' en millimètres de l'échelle du galvanomètre. I correspond à la diffusion des ions négatifs, I à celle des ions positifs.

L'étude du courant de diffusion I conduit à la *mesure de la masse de l'ion négatif.*

2. — *Calcul du courant de diffusion I.*

D'après les résultats précédents, la diffusion des ions positifs est négligeable devant celle des ions négatifs. Dans le calcul du courant I, on ne tiendra compte que de ceux-ci.

Soient (fig. 1)

1° N et n les densités en volume des ions négatifs dans F et f; N est supposé plus grand que n; k la mobilité d'un ion.

2° X le champ électrique établi dans la flamme pure f entre une lame de platine CC' et la toile métallique A; V la différence de potentiel entre ces deux électrodes.

3° S la surface de l'électrode CC', d sa distance à la toile A.

Par suite de l'agitation moléculaire des deux milieux, il passe par seconde et par centimètre carré à travers A de F vers f, un nombre d'ions négatifs proportionnel à la différence des concentrations N et n, c'est-à-dire égal à $\alpha(N - n)$ où α est la *vitesse de diffusion*. Ces ions étant entraînés par le champ X, on peut écrire :

$$(1) \qquad \alpha(N - n) = nkX$$

Si le champ est assez élevé pour qu'on puisse négliger l'entraînement vertical des ions par les gaz de la flamme, le nombre de charges reçues par l'électrode CC' en une seconde, c'est-à-dire le courant de diffusion I est :

$$(2) \qquad I = SnkX$$

En posant :

$$y = \frac{V}{I} = \frac{V}{d} = \frac{1}{\gamma X} \qquad B = \frac{d}{Nk}$$

on déduit des équations 1 et 2, après élimination de n

$$(3) \qquad Sy = B + AV$$

Pour *les champs élevés*, y varie linéairement avec V. L'observation de y donnera le rapport $\frac{B}{A}$, c'est-à-dire le rapport $\frac{\gamma d}{k}$.

En suivant *les variations de y avec V, on pourra déduire la grandeur α, c'est-à-dire la vitesse de diffusion des ions négatifs.*

3. — *Calcul de la vitesse de diffusion α.*

La connaissance de α conduit à la valeur de la *vitesse moyenne d'agitation* des ions négatifs dans les flammes.

Soit (fig. 2) un élément de surface σ situé dans le plan *xoy* qui sépare les deux milieux gazeux F et f

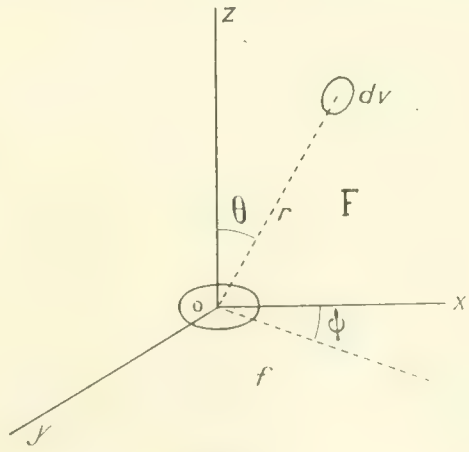


Fig. 2.

dans lesquels sont distribués des ions négatifs avec les densités N et n. Pour calculer le nombre d'ions qui, en vertu de l'agitation moléculaire, passent du milieu supérieur F dans le milieu inférieur f, à travers

l'élément de surface σ, on peut suivre la marche indiquée par M. Langevin[1].

Un élément de volume dv contient Ndv ions qui subiront en une seconde de la part des molécules du gaz environnant $Ndv\frac{u}{\lambda}$ chocs, u étant la vitesse moyenne d'agitation d'un ion et λ son libre parcours moyen. Le nombre d'ions sortant par seconde de l'élément dv après avoir subi un seul choc, sera aussi $N\frac{u}{\lambda}dv$.

Le nombre n de ces ions qui arrivent sans chocs à σ est :

$$n = N\frac{u}{\lambda}\frac{\sigma\cos\theta}{4\pi r^2}e^{-\frac{r}{\lambda}}dv$$

On a d'ailleurs :

$$dv = r^2\sin\theta\, d\theta\, d\varphi\, dr$$

donc

$$n = \frac{Nu}{\lambda}\cdot\frac{\sigma\cos\theta\sin\theta}{4\pi}d\theta\, d\varphi\, e^{-\frac{r}{\lambda}}dr$$

d'où pour le nombre total d'ions passant dans le milieu inférieur

$$n' = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} n = \frac{Nu\sigma}{4}$$

Par unité de surface du plan xoy, et par seconde, on a :

$$i = \frac{Nu}{4}$$

Ce nombre n'est pas changé, s'il existe dans le milieu I un champ électrique, pourvu qu'il reste assez faible pour ne pas modifier notablement la durée du libre parcours moyen $\frac{\lambda}{u}$.

Par un raisonnement analogue, on établit que du milieu f vers le milieu F, il passe, par seconde et unité de surface du plan xoy, $\frac{nu}{4}$ ions. A la suite de ce double courant, le milieu f s'enrichit de :

$N = n\frac{u}{4}$ ions, et d'après l'équation (1), on a

$$(5) \qquad \alpha = \frac{u}{4}.$$

Se reportant à la fig. 1, on peut dire que, si la toile métallique A qui sépare les deux flammes n'arrête aucun ion, la *vitesse de diffusion* α *est le quart de la vitesse moyenne d'agitation des ions.*

En réalité, la toile métallique retient une partie des ions par attraction des mailles sur les charges. On établira par expérience que cette fraction ne dépasse pas 1/10 et qu'on peut la négliger vis-à-vis des erreurs d'observation.

1. Langevin, *Thèse de Doctorat*. Gauthier-Villars, 1902.

4. — *Mesure de la vitesse de diffusion.*

Pour appliquer la formule 5 à la détermination de la vitesse α, il faut observer le courant de diffusion I pour les potentiels V croissant de 0 à plusieurs centaines de volts.

Deux brûleurs montés sur le même pied relié au sol fournissent les deux flammes F et f de la fig. 1 : elles ont 12cm de haut sur 4cm de large. Les prises d'air sont réglées de façon que les cônes bleus aient même hauteur. Elles brûlent au contact d'une toile de platine A dont les mailles, de 0mm,75 de côté, sont faites avec un fil de 1/10 de millimètre de diamètre. La toile A est serrée entre deux plaques de tôle reliées au sol, qui séparent les flammes en haut et en bas. L'anode CC′ est une lame de platine de 0mm,5 d'épaisseur, 2cm de largeur, 1cm de hauteur. Elle est fixée à l'extrémité d'un tuyau en terre de pipe relié à un support mobile bien isolé.

Les mesures se font ainsi :

1) Les flammes f et F′ étant pures, c'est-à-dire sans vapeur saline, on établit avec une batterie d'accumulateurs une différence de potentiel croissante entre l'anode CC′ et la toile A. On note avec un galvanomètre sensible les courants j correspondants.

2) On introduit une petite perle de sel marin fondu p dans la flamme F et l'on note de nouveau les courants J. Pour la même force électromotrice V, la différence $J - j$ donne le courant de diffusion I.

Les observations sont concordantes si les précautions suivantes sont prises : il importe que l'isolement de l'anode CC′ soit parfait, ainsi que celui du galvanomètre et des fils de jonction. Il faut que la perle p soit placée au milieu de la flamme F, au-dessus du cône bleu de celle-ci. Si elle est trop rapprochée de la toile A, la vapeur saline diffuse elle-même et les courbes des courants I et J sont complètement modifiées.

Résultats. — Il faut vérifier la formule 5, construire la droite qu'elle représente et déduire $\frac{B}{A}$, d'où $\frac{\alpha}{k}$.

Voici une série d'observations.

$d = 6$ mm.

V . .	180	128	82	64	58 volts
I . .	55	44	32	26	16
y obs.	3,27	2,90	2,56	2,46	2,37
y cal.	3,27	2,95	2,65	2,51	2,34

Les valeurs calculées sont déduites de la formule

$$y = 2,1 + 0,0065\,V.$$

On tire

$$\frac{B}{A} = 525 \text{ et } \frac{\alpha}{k} = 558$$

où K est la mobilité en cm pour 1 volt : cm.

Les résultats obtenus dans 16 séries d'observations analogues donnent pour la valeur moyenne de $\frac{\alpha}{k}$ exacte à 1/10 près

$$\frac{\alpha}{k} = 557.$$

Mes premières recherches sur les flammes faiblement concentrées en sel de sodium m'avaient donné, pour la mobilité k, 1280[cm]. De nouvelles mesures, détaillées dans le mémoire cité avant, ont conduit à un résultat voisin 1170[cm].

En adoptant cette dernière valeur, on calcule α et, d'après la formule 5, la vitesse u.

On trouve :

$$u = 2,5 \,.\, 10^6 \text{ cm. sec.}$$

qui représente la vitesse moyenne d'agitation des ions négatifs dans une flamme dont la température est d'environ 2000° absolus.

5. — *Masse de l'ion négatif d'une flamme.*

La connaissance de la vitesse u donne la masse m de l'ion. Si G est la moyenne quadratique des vitesses des ions, T la température absolue, α_0 la constante d'énergie moléculaire voisine de $1,77.10^{-16}$ d'après Perrin [1], on a :

$$m G^2 = 2 \alpha_0 T$$

avec

$$G^2 = \frac{3\pi}{8} u^2$$

On tire ainsi :

$$m = 0,96.10^{-23} \text{ gr.}$$

La masse d'un corpuscule étant d'après Perrin $0^g,8.10^{-27}$ et celle d'un atome d'hydrogène $1,45.10^{-24}$, l'ion négatif d'une flamme est, dans mes expériences, plus lourd qu'un corpuscule et plus léger qu'un atome d'hydrogène. On peut être surpris qu'un ion ait une masse inférieure à celle de l'atome le plus léger, puisqu'on considère habituellement l'ion comme un assemblage d'atomes ou molécules. Il n'est pas certain qu'un tel groupement soit fixe. Il est même probable qu'il échange des molécules avec le milieu environnant. On peut concevoir que l'ion négatif, à la suite de chocs avec les molécules de la flamme, s'attache une ou plusieurs molécules qu'il conserve pendant quelques libres parcours, puis les abandonnant à la suite d'un choc plus violent effectue d'autres parcours en nombre plus élevé, à l'état de simple corpuscule. On observerait seulement une masse et une mobilité moyennes, celle-ci augmentant rapidement à mesure que la température de la flamme s'éleverait.

Cette interprétation explique un fait que j'ai constaté antérieurement, à savoir que la mobilité de l'ion négatif d'une flamme salée diminue quand la concentration en sel croît, car l'ion s'attache des molécules ou groupes de molécules de vapeur saline dont le nombre et la grosseur augmentent avec la concentration. Elle semble aussi s'appliquer aux ions des gaz à la température ordinaire, car il résulte des expériences de M. Blanc [1] que l'ion produit dans un gaz acquiert, quand il passe dans un autre gaz, la mobilité qu'il aurait, s'il avait été produit directement dans ce dernier gaz, comme si le groupement qui constitue l'ion se détruisait en passant dans le second gaz pour se reformer avec les molécules de celui-ci.

6. *Courant d'arrêt de la toile métallique.*

Lorsque les ions négatifs diffusent de la flamme F vers la flamme f à travers la toile métallique A, celle-ci est parcourue dans les deux sens par deux flux d'ions, l'un venant de F, l'autre de f. Une fraction des ions est retenue par l'attraction des mailles sur les charges et électrise négativement la toile A par rapport à la flamme F. Si on introduit dans cette flamme une électrode C', C, (fig. 1) reliée à A par un fil qui traverse un galvanomètre, on observe un courant allant de l'électrode à la toile A à travers le galvanomètre. Ce courant s'annule avec la diffusion, lorsque le champ X établi dans l'autre flamme disparaît.

L'intensité i de ce *courant d'arrêt* se calcule ainsi :

Sur chaque face de A, il arrive par sec. et unité de surface, en vertu de l'agitation moléculaire, un nombre d'ions proportionnel à N du côté de F et à n du côté de f. Les fractions βN et βn sont arrêtées par la toile et fournissent les charges transportées par le courant i. On a :

$$i = \beta (N + n) S$$

D'autre part, l'intensité du courant de diffusion I est donnée par l'équation (2).

On tire

$$\frac{i}{I} = \frac{\beta}{\alpha k X} (2\alpha + k X)$$

Ou, si

$$X = \frac{V}{d}$$

$$(6) \qquad \frac{i}{I} = \frac{\beta}{\alpha} \frac{2\alpha d + k V}{k V}$$

On déduit de (6) :

$$(7) \qquad \frac{\beta}{\alpha} = \frac{i}{I} \frac{V}{V + \frac{2\alpha d}{k}}$$

Avec cette équation 7, on calcule $\frac{\beta}{\alpha}$ c'est-à-dire la fraction des ions retenus par la toile.

1. Perrin. *Le Radium*, 6 (1909) 555-560.

1. Blanc. *Le Radium*, 5 (1908) 211-212.

Voici une série d'observations :

$d = 6^{mm}$ $\frac{\gamma}{k} = 557$

V	180	166	128	68	volts.
$\frac{1}{t}$	0,54	0,58	0,47	0,58	
$\frac{\delta}{\gamma}$	0,074	0,077	0,071	0,055	

d'où comme moyenne

$$\frac{\delta}{\gamma} = 0,07.$$

La toile A arrête donc au plus un dixième des ions qui diffusent. On peut ainsi, dans le calcul de la vitesse moyenne des ions, appliquer la formule 5, car la correction à apporter de ce fait au nombre indiqué pour la masse de l'ion est de l'ordre des erreurs d'observations.

(Manuscrit reçu le 15 Février 1910.)

Sur les triplets magnétiques dissymétriques

Par A. DUFOUR

(École Normale Supérieure — Laboratoire de physique.)

J'ai signalé précédemment[1] un certain nombre de raies du chrome se décomposant dans le champ magnétique en plusieurs composantes dont les positions admettent, en première approximation, comme axe de symétrie, non pas la raie initiale, mais une ligne déplacée par rapport à celle-ci, vers le violet, d'une quantité très faible, le déplacement observé étant de l'ordre de quelques centièmes de l'écart normal d'un doublet magnétique. L'une d'entre elles, la raie $\lambda = 5247,56$, se décompose en un triplet. J'ai recherché suivant quelle loi varie, en fonction du champ, le déplacement de la ligne de symétrie de ce triplet par rapport à la raie initiale.

Une étude semblable avait déjà été faite par Gmelin et Zeeman sur une raie jaune du mercure ($\lambda = 5790$) qui donne un triplet magnétique dont la composante centrale ne coïncide pas avec la raie initiale, tandis que le doublet restant admet cette raie comme axe de symétrie. Ils avaient trouvé que la dissymétrie de position de la composante centrale croît proportionnellement au carré du champ.

J'ai montré, d'autre part[2], que l'existence de ces triplets dissymétriques peut se comprendre, en partant de la théorie élémentaire de Lorentz, où l'on ne considère qu'un électron vibrant, à la condition de supposer que le coefficient de la force élastique agissant sur l'électron déplacé de sa position d'équilibre, peut être modifié par l'existence du champ magnétique; cette modification doit être compatible avec la symétrie propre du champ. On explique ainsi les dissymétries de position des composantes d'un triplet.

Pour essayer de prévoir la loi suivant laquelle ces dissymétries de position doivent varier en fonction de l'intensité du champ magnétique, il suffit de faire appel à des considérations de symétrie. L'expérience montre que les dissymétries de position, observées par exemple avec la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force, restent les mêmes, en grandeur et en signe, quand on change le sens du champ magnétique; elles doivent donc être une fonction de degré pair de l'intensité du champ magnétique, c'est-à-dire être proportionnelles au carré du champ, en première approximation[1].

Les résultats des recherches de Gmelin et Zeeman, relatifs au triplet de la raie jaune du mercure, viennent donc à l'appui des conclusions précédentes. C'est pour établir une autre vérification de cette loi que j'ai étudié le triplet de la raie $\lambda = 5247,56$ du chrome. L'étude de cette raie au réseau ayant montré que le triplet obtenu dans le champ conserve comme axe de symétrie la composante centrale, je n'ai étudié que le déplacement de celle-ci par rapport à la raie initiale.

Dispositif expérimental. — On a utilisé un interféromètre Fabry et Pérot, à lames semi-argentées, distantes l'une de l'autre de 5 millimètres, à cales en acier Invar. A l'aide d'un réseau de Rowland, on forme le spectre de la lumière fournie par la flamme à oxyde de chrome, afin d'isoler la radiation étudiée, qui sert à éclairer l'interféromètre. Bien que cette raie soit très peu intense, on arrive néanmoins à avoir suffisamment de lumière pour apercevoir les anneaux fournis par l'interféromètre en ouvrant largement la fente du spectroscope, ce qui est possible ici parce qu'il n'y a pas d'autres raies voisines de celle qu'on étudie. Les anneaux sont observés, comme d'ordinaire, à l'aide d'une lunette pointée sur l'infini. Quand on veut les photographier, on met

1. *C. R.*, **148** (1909), p. 1594. — *Le Radium*, **6** (1909), p. 298.

2. *Société Française de Physique*. Séance du 3 décembre 1909.

1. *Journal de Physique*, IV, 9, 1910.

une plaque photographique dans le plan focal de l'objectif de la lunette précédente. Par suite du manque de sensibilité des plaques dans cette région verte du spectre, malgré que les plaques fussent des panchromatiques Wratten, les poses furent de longue durée (1 heure environ). On se rend compte ici de l'avantage qu'il y a de se servir de cales en acier Invar pour l'interféromètre et de la nécessité d'employer une chambre photographique entièrement métallique. Malgré ces précautions, les anneaux obtenus avec la raie initiale, par exemple, n'ont pas des diamètres qui restent constants ; ils subissent, pour différentes raisons, des variations lentes toujours faibles mais qui limitent nécessairement la précision des résultats.

On a utilisé uniquement la lumière émise par la flamme perpendiculairement au champ. Dans toutes les expériences, un nicol convenablement orienté ne laisse passer que les vibrations parallèles aux lignes de force.

On a mesuré en valeur relative les intensités du champ magnétique par la méthode classique du balistique : on retire brusquement du champ une petite bobine en série avec un galvanomètre balistique et on mesure l'élongation correspondante du système mobile du galvanomètre ; elle est proportionnelle au champ. Les champs utilisés étaient proportionnels aux nombres 1 — 54,8 — 78,7 et 87,8 ce dernier correspondant à un champ de 52000 unités environ.

Résultats. — On sait que si N est l'ordre d'interférence d'un anneau de diamètre d, λ la longueur d'onde dans l'air de la radiation éclairant l'interféromètre, e la distance normale des deux faces argentées, f la longueur focale de l'objectif de la lunette, on a la relation

$$N = 2e\left(1 - \frac{d}{8f^2}\right)$$

si l'on suppose $\frac{d}{f}$ petit.

Différentions en laissant l'ordre d'interférence constant, on a

$$N = \frac{2e}{\lambda}\left(1 - \frac{d}{8f^2}\right)$$

ou

$$\delta\lambda = k\delta d + \ldots$$

Il suffit donc de déterminer la variation du carré du diamètre d'un anneau quelconque pour avoir celle de la longueur d'onde éclairante, ces deux variations étant de signes contraires.

H = 0 environ

Fig. 1.

H = 2001 environ

Fig. 2.

H = 20000 environ

Fig. 3.

L'observation visuelle des anneaux et celle des clichés montrent que le diamètre d'un anneau d'ordre d'interférence donné *croît* quand le champ augmente ; il en résulte donc que la longueur d'onde de la composante centrale *diminue* quand le champ croît, résultat conforme à celui fourni par l'étude de cette même raie faite au réseau. On peut voir cet accroissement des anneaux sur les photographies données ici[1] et qui représentent, agrandis six fois, les clichés originaux. (Figures 1, 2 et 3.)

Les mesures faites sur ces clichés originaux conduisent au résultat suivant : l'accroissement du carré du diamètre d'un anneau d'ordre d'interférence donné est proportionnel au carré de l'accroissement du champ. La loi du carré du champ est donc vérifiée. L'approximation atteinte ici est d'environ 10 pour 100, ce qui est satisfaisant si l'on tient compte des difficultés expérimentales. Quand le champ varie de 0 à 52000 unités, l'ordre d'interférence au centre des anneaux croît de 0,35 environ, ce qui correspond à une variation de longueur d'onde de 0,09 U.A. environ.

En résumé, la raie 5247,56 du chrome forme dans le champ magnétique un triplet dont l'axe de symé-

1. Les megablitzes d'intensité des anneaux des [illegible] plus proviennent des [illegible] de la flamme.

trie est déplacé vers le violet par rapport à la raie initiale : *ce déplacement croît comme le carré du champ*. On doit s'attendre, conformément aux considérations de symétrie données plus haut et au moins dans le cas des triplets, que toutes les dissymétries de position doivent obéir, en première approximation, à la loi de proportionnalité au carré du champ.

Manuscrit reçu le 7 mars 1910.

Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides

Par Tchelas BIALOBJESKI

[Laboratoire de physique du Collège de France.]

DEUXIÈME PARTIE

L'étude de l'ionisation au voisinage du point de fusion.

20. On sait que la température du corps joue un rôle important dans les phénomènes de conductibilité électrique. Or près de certains points de température comme les points de fusion, l'influence de la température doit prendre des proportions considérables. Le passage du corps à l'état liquide, sur lequel ont porté mes expériences, est accompagné de changements très grands de la conductibilité en même temps que la structure de la matière subit des modifications profondes. On a cependant peu étudié jusqu'ici les phénomènes correspondants à cause de grandes difficultés pour assurer un isolement suffisant dans les appareils de mesure. La conductibilité spontanée de tous les diélectriques solides en effet croît rapidement aux températures suffisamment élevées. En ce qui concerne l'influence des rayonnements ionisants les indications manquent totalement sur ce sujet.

21. Conductibilité des solides et des liquides. — Un coup d'œil sur le tableau des conductibilités électriques fait voir que les meilleurs isolants liquides possèdent une conductibilité notablement plus grande que les solides.

La question se pose de savoir à quoi tient cette différence. Si nous ne voulons pas sortir de la théorie des ions, nous pouvons donner deux réponses : ou le nombre d'ions croît, c'est-à-dire le passage du diélectrique à l'état liquide s'accompagne de la production de nouveaux ions, ou simplement leur vitesse devient plus grande. D'une façon indirecte on peut aborder la solution de ce problème en mesurant le rapport entre le courant spontané et le courant d'ionisation de part et d'autre du point de fusion.

En effet tous les faits connus jusqu'ici semblent indiquer que l'ionisation est une propriété essentiellement moléculaire et que par conséquent le nombre d'ions produits par le rayonnement ne doit pas varier brusquement pendant le passage du corps d'un état d'agrégation à l'autre, si toutefois ce passage n'entraîne pas un changement considérable de densité. Cette hypothèse admise, si le nombre d'ions transportant le courant spontané était par exemple deux fois plus petit à l'état solide qu'à l'état liquide, le rapport du courant d'ionisation au courant spontané diminuerait deux fois après la fusion du corps.

Au contraire la constance de ce rapport prouverait que les changements de conductibilité proviennent principalement des changements de mobilités.

D'ailleurs l'étude comparative d'un corps au point de vue ionique dans ses divers états d'agrégation peut présenter un certain intérêt.

22. Difficultés expérimentales. — Pour cette étude j'ai choisi la paraffine dure, dont je parlais plus haut.

La difficulté principale des expériences consiste dans l'influence extraordinaire de diverses impuretés sur la conductibilité spontanée de la paraffine fondue. Cette influence échappe presque complètement au contrôle. Le courant spontané augmente alors de telle façon que l'action du rayonnement devient à peine perceptible.

Je me suis servi tout d'abord d'un condensateur cylindrique, entre les armatures duquel était coulée la paraffine. L'appareil était placé dans un bain rempli d'huile de vaseline qu'on chauffait à une température déterminée à l'aide d'un bec Bunsen muni d'un régulateur. — J'ai dû renoncer à ce dispositif à cause d'infiltrations de l'huile de vaseline dans le condensateur aux températures élevées.

En outre il m'a semblé que la paraffine fondue attaquait l'ébonite qui servait d'isolant. Cette action est sans doute minime, mais suffisante pour altérer la conductibilité spontanée.

1. Voir la première partie de ce travail dans *Le Radium*, 7, 1910, 48-56.

23. Dispositif expérimental. — Aussi ai-je imaginé un dispositif qui s'est trouvé suffisamment approprié à son usage. Le but que je poursuivais dans la construction était d'avoir un système facilement démontable et dont tous les isolants attaquables se trouvent au dehors du liquide étudié.

En même temps je voulais réaliser l'ionisation la plus intense possible, et pour cela le rayonnement ne devait traverser que des couches métalliques minces.

L'appareil est un condensateur plan placé dans une cuvette de porcelaine P (fig. 7). L'armature inférieure A est un disque de laiton nickelé muni de trois pieds et mis sur le fond de la cuvette. L'armature supérieure B, en communication avec l'électromètre, est constituée par un disque très mince d'aluminium serré au moyen d'une monture vissée contre le bord inférieur d'un cylindre en laiton nickelé C. Celui-ci est entouré d'un cylindre protecteur D muni en bas d'un anneau E qui sert d'anneau de garde pour le condensateur plan ainsi constitué.

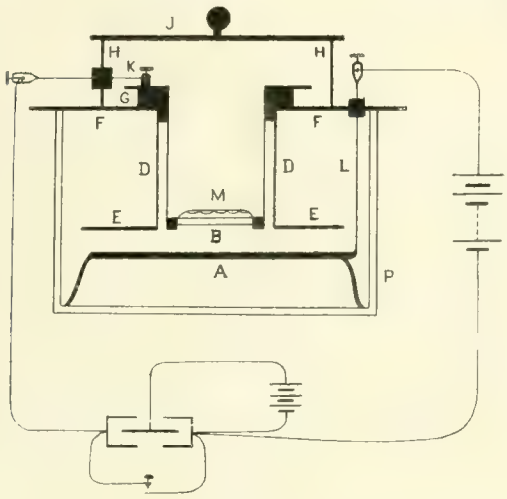


Fig. 7.

Il y a un autre anneau en haut F qui supporte le cylindre intérieur muni lui aussi d'un anneau. Entre eux se trouve une couche d'ébonite G qui sert d'isolant.

Le système est complété par une couronne H et un couvercle J reliés au sol. Le cylindre intérieur possède ainsi une protection électrostatique complète, il communique avec l'électromètre à travers une ouverture K pratiquée dans la couronne et fermée par un bouchon d'ébonite. L'armature inférieure par l'intermédiaire d'une tige L communique avec une batterie d'accumulateurs.

On remplit la cuvette du liquide étudié, et on y met ensuite le système décrit.

La substance active M est introduite dans la cavité du cylindre intérieur.

Le disque d'aluminium avait dans mes expériences une épaisseur de $0^{cm},01$.

La distance entre les armatures du condensateur était de 1 millimètre. Elle peut être portée à 1 centimètre à l'aide d'une couronne mise sur la cuvette.

Le diamètre de l'armature inférieure est $3^{cm},8$. A cause de l'importance des courants étudiés une capacité convenable était associée au système[1].

24. Variations du courant avec la température. — Voyons maintenant les résultats fournis par l'expérience. A mesure que la température s'élève, les deux courants, spontané et dû au rayonnement, augmentent, d'abord très lentement. Au voisinage du point de fusion on observe un accroissement rapide : dans l'intervalle de 10° les deux courants deviennent huit fois plus forts. Ensuite l'accroissement se ralentit.

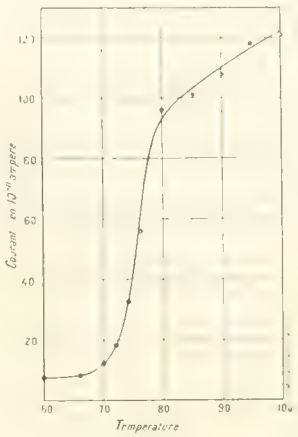


Fig. 8.

Le tableau suivant représente les résultats des mesures relatives à une distance de 1 mm. et à une différence de potentiel de 720 volts entre les armatures du condensateur.

Tableau VI.

(Étude ...)

Températures	Courant spontané	Courant en présence du radium	Rapport
20°	$0.4 \cdot 10^{-11}$ amp.	$7.2 \cdot 10^{-11}$	18
60°	0.56	8	14
66°	0.7	8.2	11.7
70°	0.74	12	16
72°	1.7	18.5	10.9
74°	2.1	32.7	15.6
76°	3	56	18.6
80°	6	96	16
85°	6.6	101	15.3
90°	7.5	108	14.4
95°	9	118	13.1
100	11	121	11

On voit que le courant spontané et le courant d'ionisation restent dans un rapport qui varie peu. Cela conduit à penser, d'une part que les conductibilités spontanée et acquise sont dues à des centres analogues, d'autre part que les variations du courant avec la température proviennent principalement des changements de mobilités des ions qui le transportent

1. L'appareil a été construit par M. Dubosc.

et que, par conséquent, le nombre d'ions présents dans la substance ou produits par le rayonnement reste à peu près constant.

25. Degré d'exactitude des résultats numériques. — Avant d'aller plus loin je ferai quelques remarques sur le degré d'exactitude des valeurs des courants. Les différentes séries de mesures comportaient toujours des écarts qui atteignaient 20 pour 100. Cela provient évidemment de l'influence énorme que produisent sur la conductibilité spontanée les moindres traces de matières étrangères. Aussi ai-je utilisé dans mes mesures les plus petites valeurs du courant que j'ai pu réaliser.

D'ailleurs toutes ces causes de perturbation n'affectent que la conductibilité spontanée, le courant d'ionisation variant peu dans les mêmes conditions.

En outre il faut tenir compte de ce que la conductibilité spontanée diminue sous l'action prolongée du champ électrique. Je donnerai un exemple de cette diminution : le courant passait dans une couche de 1 cm. d'épaisseur, la différence de potentiel était de 540 volts :

Tableau VII.

Temps	Courant
20 secondes	9.5×10^{-11}
5 minutes	7
10 —	5.5
15 —	5.5

Il semble que le courant dû au rayonnement n'est pas sensiblement affecté par l'application assez longue du champ.

Les conclusions d'ailleurs qui se dégagent des expériences s'appuient sur les valeurs relatives des courants, et par conséquent les causes d'erreur énumérées ne peuvent pas affaiblir leur validité.

J'ajoute que dans la plupart des mesures comparatives l'intervalle entre la création du champ électrique et l'isolement de l'électromètre était 50 sec.

26. Courant spontané dans des couches minces. — Le passage de l'électricité à travers la couche mince de 1 mm.) de paraffine fondue présente des particularités analogues à celles qui ont lieu dans les couches solides. Il y a pourtant des différences considérables entre ces deux cas.

Examinons d'abord le courant spontané. On peut nettement distinguer deux phases dans sa variation avec le champ électrique. Jusqu'à un champ de $200 \frac{\text{volts}}{\text{cm.}}$ environ, le courant suit exactement la loi d'Ohm. Ensuite l'augmentation devient plus lente ; à partir de $900 \frac{\text{volts}}{\text{cm.}}$ les points figuratifs se rangent sensiblement sur une ligne droite. Or, la propriété remarquable du courant consiste en ce que les courants de directions opposées présentent une dissymétrie très

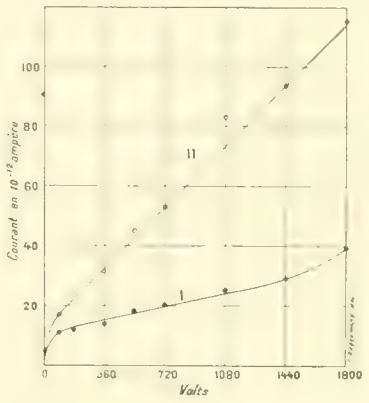


Fig. 9.

I. Courant positif.
II. Courant négatif.

considérable ; le courant relatif à l'arrivée des charges négatives sur l'armature en communication avec l'électromètre est plus intense (voir tableau VIII et fig. 9).

Tableau VIII (Fig. 9).

Différence de potentiel	Courant	
90 volts	11×10^{-12} ampère	-17.5×10^{-12}
180	12.5	22.6
360	14.5	32
540	18.2	45
720	20	55
1080	25	82.9
1440	29	95.4
1800	39.6	115.1

On voit bien que la dissymétrie entre les deux courants va s'accentuant à mesure que le champ augmente. En effet les lignes droites de la deuxième phase qui se rapportent au courant négatif et au courant positif sont très inégalement inclinées sur l'axe des champs.

Il semble qu'au voisinage de $18000 \frac{\text{volts}}{\text{cm.}}$ l'augmentation du courant positif s'accélère.

27. Courant spontané dans des couches épaisses. — Pour la distance d'un centimètre entre les armatures, la variation du courant avec le potentiel change d'aspect, ce qui est naturel, le champ étant devenu dix fois plus faible. A partir de 1000 volts, on a sensiblement le courant de saturation.

La dissymétrie des deux courants de sens opposés est peu accentuée et leur allure en fonction du potentiel ne diffère guère.

On constate le fait frappant qu'aux mêmes différences de potentiel, l'intensité du courant est toujours

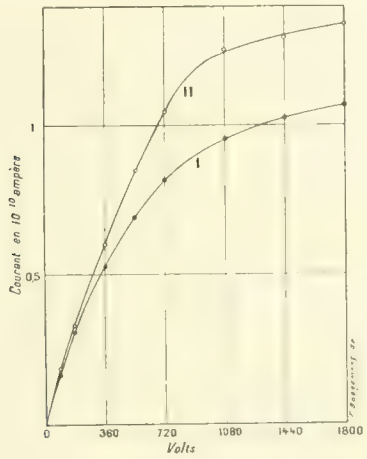


Fig. 10.

I. Courant positif.
II. Courant négatif.

plus grande dans la couche de 1 cm. d'épaisseur. Le désaccord avec la loi d'Ohm se montre ici d'une façon éclatante.

Cela tient évidemment à ce que dans des couches épaisses, le nombre d'ions qui peuvent prendre part au mouvement d'électricité est plus grand (voir tableau IX et figure 10).

Tableau IX (t = 87)

Différence de potentiel	Courant	
90 volts.	+ 16.6 × 10 ^{12} ampère.	18.7 × 10 ^{12}.
180	30.9	32.9
360	52.5	60
540	69	85.5
720	81.7	104.8
1080	95.4	125
1440	102.8	150
1800	107	155.8

28. Courant d'ionisation dans des couches minces. — Le courant d'ionisation ne présente pas les singularités décrites tout à l'heure à un degré aussi haut que le courant spontané. Il en faut chercher la cause dans l'ionisation intense produite par la substance active, le nombre d'ions devenant environ 15 fois plus grand. Dans la couche de 1 mm. d'épaisseur, le courant croît d'abord proportionnellement à la force électromotrice, puis plus lentement, et enfin l'accroissement semble s'accélérer aux plus hauts champs réalisés. La dissymétrie entre les courants de deux signes existe toujours, mais elle est beaucoup moins marquée que pour le courant spontané (voir tableau X, figure 11).

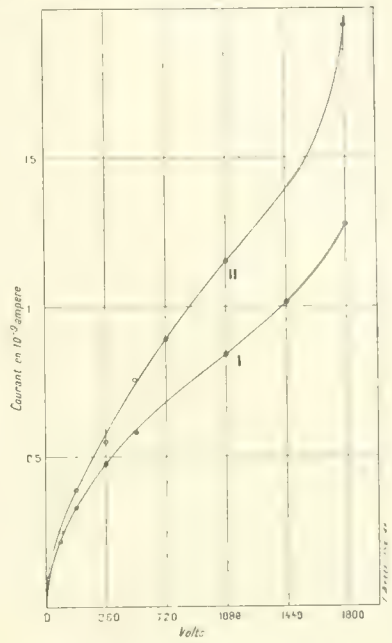


Fig. 11.

I. Courant positif.
II. Courant négatif.

Tableau X (t = 87)

Différence de potentiel	Courant	
90 volts	22.2 × 10 ^{11}.	25.5 × 10 ^{11}.
180	35.8	39.5
360	48.5	55.5
540	58.5	75.5
720	68.6	89.6
1080	84.2	114.5
1440	101	139
1800	128.4	195

29. Courant d'ionisation dans des couches épaisses. — Pour la couche d'un centimètre, j'ai obtenu les nombres suivants (tableau XI, figure 12).

Tableau XI (t = 87)

Différence de potentiel	Courant	
90 volts	+ 4.4 × 10 ^{11} ampère	− 7.75 × 10 ^{11}
180	8.8	9.55
360	15.7	18
540	24	[illegible]
720	30	39
1080	47.5	55.4
1440	50	70
1800	58.7	84.4

Les écarts de la loi d'Ohm n'apparaissent ici qu'aux potentiels très élevés, ils sont plus accentués pour le

courant qui transporte les charges positives vers l'électromètre.

Nous voyons aussi que, contrairement à ce qui se passe dans le cas du courant spontané, le courant

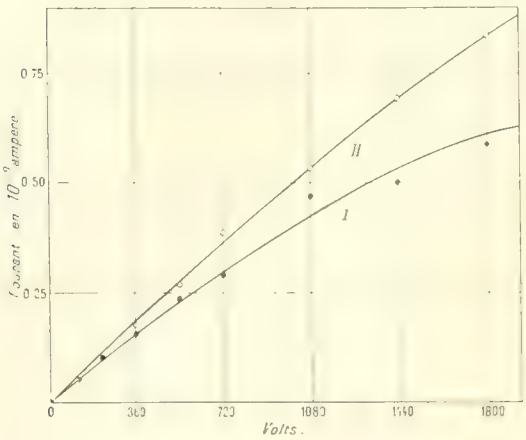


Fig. 12.

I. Courant positif.
II. Courant négatif.

d'ionisation est plus faible dans la couche plus épaisse aux mêmes potentiels. La proportionnalité inverse d'ailleurs entre l'intensité du courant et l'épaisseur de la substance traversée par lui n'existe point et le rapport des courants correspondants est variable.

30. Application de la théorie des ions. — Il est clair que les formules simples de la théorie des ions indiquées plus haut (§ 16) ne sont pas suffisantes pour représenter les phénomènes du courant électrique dans le diélectrique liquide que nous avons étudié. Ainsi on ne peut pas espérer obtenir la valeur exacte de la somme des mobilités à l'aide de la formule (8). L'incertitude provient tout d'abord de la dissymétrie qui existe entre les courants de deux signes.

Il est possible cependant que le degré d'approximation soit plus grand que pour la paraffine solide, si l'on emploie des couches épaisses.

Les valeurs ainsi obtenues ont eu tendance à diminuer à mesure que les conditions expérimentales devenaient meilleures.

En utilisant les nombres indiqués dans le tableau IX (§ 27) relatifs au courant positif, on obtient, pour la somme des mobilités, la valeur $1.6 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\text{cm}^2 : \text{sec}}{\text{volt} : \text{cm}}$

Je tiens à exprimer, en terminant, ma reconnaissance à M. Langevin pour le bienveillant intérêt qu'il a porté à mon travail, et à Mme Curie pour m'avoir obligeamment prêté la substance active, dont je me suis servi.

Manuscrit reçu le 19 janvier 1910.

Recherches sur les rayons magnétiques

Par A. RIGHI

Laboratoire de Physique de l'Université de Bologne [1]

1. Parmi les phénomènes lumineux, que l'on observe lorsque la décharge a lieu dans un tube à gaz raréfié placé dans un champ magnétique, il y en a un très remarquable, qui a été décrit par Plücker[2] et plus tard par Hittorf[3], et qui consiste dans la formation d'une colonne de lumière généralement limitée par les lignes de force magnétique passant par le contour de la cathode.

Suivant l'explication que l'on a donnée jusqu'à présent de ce phénomène, on admet que ladite colonne est tout simplement constituée par les rayons cathodiques qui, dans le champ, prennent une forme hélicoïdale en s'enroulant autour des lignes de force du champ magnétique. Si la vitesse des rayons n'est pas très grande, ils s'enroulent très étroitement, et au lieu de distinguer leur forme réelle on ne verra que la luminosité formée par leur ensemble.

Lorsque, comme dans l'expérience de Hittorf, ou dans celles bien connues de Villard, on a un faisceau cathodique de section très petite, on voit nettement la forme hélicoïdale qu'il prend sous l'action du champ. Mais souvent on voit alors aussi la colonne lumineuse de Plücker, qui cette fois est creuse et présente la forme du tube de force magnétique sur lequel est enroulé le faisceau cathodique.

Ainsi il faut compléter l'explication en tenant compte des rayons cathodiques *secondaires*, qui ont leur point de départ où les molécules gazeuses sont rencontrées par les rayons principaux, c'est-à-dire

1. Ce mémoire est le résumé des travaux publiés en partie à différentes sociétés. *Bull. des Séances de la Soc. franç. de Physique*, 1 fas. 1908; *Mem. de l'Acad. R. de Bologna*, 17 juin 1908; 17 janvier 1909, 14 novembre 1909; *C. R. de la R. Accad. dei Lincei*, 5 juin 1909, 20 juin 1909; *C. R. de l'Acad. R. de Bologna*, 16 janvier 1910.

2. *Pogg. Ann.* 103 (1858) 88-151.

3. *Pogg. Ann.* 136 (1869) 215.

qu'il faut considérer le filet cathodique comme un prolongement de la cathode. En général, les expériences montrent que la colonne de Plücker prend naissance surtout où il y a des rayons cathodiques dont la vitesse n'est pas trop grande, et c'est précisément le cas des rayons secondaires, ou des rayons cathodiques diffus qui se forment dans un gaz à raréfaction modérée.

L'explication que l'on vient d'exposer ne satisfait pas tout le monde, et Birkeland[1], Broca[2], Pellat[3] et surtout Villard[4], ont émis l'opinion que le phénomène de Plücker est dû à une nouvelle espèce de rayons.

Après avoir réalisé nombre d'expériences sur ce sujet je me suis persuadé aussi de l'insuffisance de l'explication courante, et de la nécessité d'imaginer l'existence de rayons nouveaux; mais en même temps j'ai cherché à établir une explication nouvelle des phénomènes fondée sur l'hypothèse suivante.

Dans un gaz ionisé, en outre des ions et des électrons négatifs (qui eux aussi sont certainement présents aux faibles pressions) il y aurait encore certains systèmes électriquement neutres, mais différents d'avec les atomes et les molécules. Chacun de ces systèmes serait constitué par un ion positif et un électron (avec ce mot je désignerai toujours l'électron négatif) tournant l'un autour de l'autre sous l'action de leur attraction réciproque comme les deux astres d'une étoile double; ou encore, vu que la masse de l'ion est très grande par rapport à celle de l'électron, on dira que l'électron tourne autour de l'ion comme un satellite autour de sa planète.

Cela étant admis, les nouveaux rayons seraient constitués par ces petites étoiles doubles orientées de manière que leurs orbites se trouvent dans des plans sensiblement perpendiculaires aux lignes de force magnétiques, et mobiles suivant des trajectoires coïncidant sensiblement avec ces mêmes lignes. Pendant leur mouvement les couples électron-ion positif ne resteraient pas intacts; au contraire, ils seraient continuellement détruits et reconstitués à cause des collisions et des perturbations provenant des ions, atomes, etc. qui s'en approchent. Les rayons magnétiques différeraient donc des rayons cathodiques tordus en hélices par le champ, par la circonstance, que tous les électrons ne resteraient pas toujours libres; mais certains d'entre eux s'attacheraient momentanément à des ions positifs avec formation des couples tournants.

J'ai donné aux rayons ainsi constitués le nom de *rayons magnétiques*, qui me paraît préférable à ceux *de rayons de deuxième espèce* (Broca), de *rayons magnétocathodiques* (Villard), etc.

1. *C. R. de l'Acad. des Sc.*, 21 février 1898.
2. *Idem*, 7 mars 1898.
3. *Idem*, 1902, 1904.
4. *Idem*, 1904, 1906.

2. Vraisemblablement, des couples électro-ion positif existent toujours dans un gaz ionisé. Un système de cette espèce peut se former, par exemple, lorsqu'un ion positif et un électron négatif s'approchent avec des vitesses de grandeurs et directions convenables, l'électron devenant satellite de l'ion. Ce n'est en effet qu'un cas intermédiaire entre les deux, que l'on considère d'habitude, c'est-à-dire le cas où il y a formation d'un atome, et le cas où l'électron et l'ion s'éloignent de nouveau en restant libres.

Les hypothétiques petites étoiles doubles peuvent se former aussi dans des circonstances opposées. En effet, parmi les résultats possibles d'une collision subie par un atome, on n'en considère ordinairement que deux seulement, celui où l'atome conserve son intégrité, et celui ou il s'ionise ou se sépare en ion positif et électron négatif. Mais il y a lieu de considérer aussi un effet intermédiaire, précisément celui où l'électron reste dans le domaine de l'attraction de l'ion. La possibilité de ce fait a été reconnue aussi par J. J. Thomson[1], vraisemblablement sans avoir eu connaissance de mes publications sur le sujet.

Mais, si l'on ne peut se refuser à admettre ces possibilités, on doit en même temps reconnaître que les couples électron-ion positifs doivent être très instables, car, évidemment, la séparation de l'électron d'un de ces systèmes doit être plus aisée, et avoir lieu avec une plus grande fréquence, que l'ionisation d'un atome.

A cause de cette grande instabilité et de l'orientation tout à fait irrégulière des couples, leur existence ne pourra se manifester ordinairement d'aucune manière; mais il n'en sera plus ainsi lorsque le gaz sera dans un champ magnétique. On a, en effet, l'intuition que certains couples convenablement orientés devront devenir moins instables, et pourront ainsi manifester leur existence.

3. Comme il ne paraît pas possible de résoudre d'une manière complète le problème de la détermination du mouvement du système électron-ion positif dans le champ magnétique, soit dans son ensemble, soit pour chacune des deux parties dont il est formé, et d'autant moins l'évaluation concrète de sa stabilité, c'est-à-dire son aptitude plus ou moins marquée à résister sans se rompre aux perturbations atomiques et moléculaires, on ne peut pas prétendre démontrer rigoureusement ce que j'ai avancé, c'est-à-dire que le champ magnétique prolonge l'existence de certains de ces systèmes. Il faut donc se contenter de considérations génériques et incomplètes.

Il faut reconnaître d'abord qu'un couple électron-ion positif peut être détruit de deux manières. En effet, la perturbation produite par une particule qui s'y approche peut être telle, que l'électron s'éloigne

1. *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 14 part. V, 1907.

définitivement de l'ion, ou telle, au contraire, que l'électron forme avec l'ion un atome neutre. Vraisemblablement, le premier cas aura lieu plus aisément lorsque la distance entre électron et ion du couple est relativement grande, et le second cas lorsque cette distance est assez petite, et il y aura une certaine valeur de ladite distance, pour laquelle, dans un champ donné, la stabilité sera maximum.

Cela posé, supposons pour plus de simplicité que l'électron tourne circulairement autour de l'ion, dans un plan sensiblement normal aux lignes de force magnétique. Une force électromagnétique agira sur l'électron, qui sera dirigée suivant la droite qui va de l'électron à l'ion (qu'on suppose immobile en raison de sa masse). Cette force s'ajoutera à la force électrique ou s'en retranchera suivant le sens du champ et celui du mouvement. Les deux forces s'ajoutent lorsque la révolution de l'électron autour de l'ion a lieu dans le sens même du courant, auquel on peut attribuer le champ, et alors la stabilité du système est plus grande que sans champ magnétique.

En effet, pour une même valeur de la distance entre l'électron et l'ion (si, par exemple, cette distance est celle pour laquelle la stabilité est la plus grande), la vitesse de l'électron sera plus grande lorsque le champ existe que lorsqu'il n'existe pas, et par conséquent il sera dévié de son chemin moins facilement dans le premier cas que dans le second.

On peut donner une forme un peu plus précise à ces considérations par des calculs faciles, rendus possibles par certaines hypothèses de simplification.

Supposant immobile l'ion positif, et admettant qu'à un moment donné on crée instantanément un champ magnétique perpendiculaire à l'orbite elliptique parcourue par l'électron, les équations du mouvement sont :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = h\frac{x}{r^3} + k\frac{dy}{dt}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = h\frac{y}{r^3} + k\frac{dx}{dt},$$

où $r^2 = x^2 + y^2$, x et y étant les coordonnées de l'électron par rapport à deux axes ayant leur origine dans le point occupé par l'ion. Les constantes h et k dépendent de la charge $-e$ de l'électron et de sa masse m, et la deuxième est aussi proportionnelle à l'intensité du champ, qu'on suppose relativement faible.

Ces équations s'intègrent sans difficulté, particulièrement si, après la première intégration, on introduit les coordonnées polaires données par $x = r\cos\theta$, $y = r\sin\theta$. Je n'indiquerai ici que les résultats principaux[1].

Lorsque le champ n'est pas encore créé, c'est-à-dire lorsqu'on pose $k = 0$, le mouvement de l'électron est identique à celui d'une planète autour du soleil, car on laisse naturellement de côté les cas de mouvement hyperbolique ou parabolique. Au moment où le champ entre en action, la trajectoire reste modifiée. Si le sens du champ est celui supposé dans les formules, ce changement a lieu de manière que les valeurs maximum et minimum de r deviennent plus petites.

En effet, les deux valeurs extrêmes de r, qui sont $A + \sqrt{A^2 - B^2}$, $A - \sqrt{A^2 - B^2}$ lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique (A étant le demi grand axe et B le demi petit axe de la trajectoire elliptique de l'électron), sont données, lorsque le champ existe, par

$$r = \frac{1}{1 + \alpha B}\left\{A \pm \sqrt{A^2 - B^2 + \alpha B(\alpha B r_0^2 - B^2 + r_0^2)}\right\}$$

r_0 étant la valeur de r pour $t = 0$, c'est-à-dire au moment de la création du champ, et α une nouvelle constante proportionnelle à k.

On en déduit aisément que, en dehors de deux cas particuliers, celui de $r_0 = A + \sqrt{A^2 - B^2}$, dans lequel le maximum de r a cette même valeur, et celui de $r_0 = A - \sqrt{A^2 - B^2}$, dans lequel le minimum de r a cette valeur, on a toujours pour r un maximum plus petit que $A + \sqrt{A^2 - B^2}$, et un minimum plus petit que $A - \sqrt{A^2 - B^2}$.

On voit donc que l'effet général du champ est surtout un rapprochement de l'électron vers l'ion.

Puisque la plus grande élongation de l'électron est rendue moindre par le champ, il paraît que la probabilité de destruction du couple par séparation de ses éléments doit être moindre. Mais comme le rapprochement maximum est diminué aussi, il faut en conclure en même temps que le champ rendra plus facile la destruction du couple par formation de l'atome neutre. Mais comme la diminution du maximum de r est plus marquée que la diminution du minimum, on comprend comme le premier effet l'emporte généralement sur le second.

On prévoit en même temps qu'en augmentant beaucoup l'intensité du champ on facilitera la destruction des couples par formation de l'atome, ce que l'expérience semble confirmer clairement.

Comme il y a intérêt à se rendre compte de la forme de la trajectoire de l'électron autour de l'ion dans le champ magnétique, j'en ai établi l'équation, qui est

$$\theta = \arccos\frac{B^2 - Ar}{r\sqrt{A^2 - B^2}} \pm \alpha(R - R_0).$$

Pour abréger on a posé :

$$P = -B^2 + 2Ar - r^2$$

$$Q = \frac{P(A^2 - B^2)}{1}$$

$$\{Ar(B^2 - r_0^2) - B^2(B^2 + r_0^2) + 2A^2 r_0^2\}$$

$$R = -A \arcsin\frac{A - r}{\sqrt{A^2 - B^2}} - P + Q$$

1. Voir Pour le développement des calculs *Mem. de l'Acad. de Bologne*, 14 novembre 1909.

On convient de représenter par P_0, Q_0, R_0 ce que deviennent P, Q, R, lorsqu'on met r_0 à la place de r.

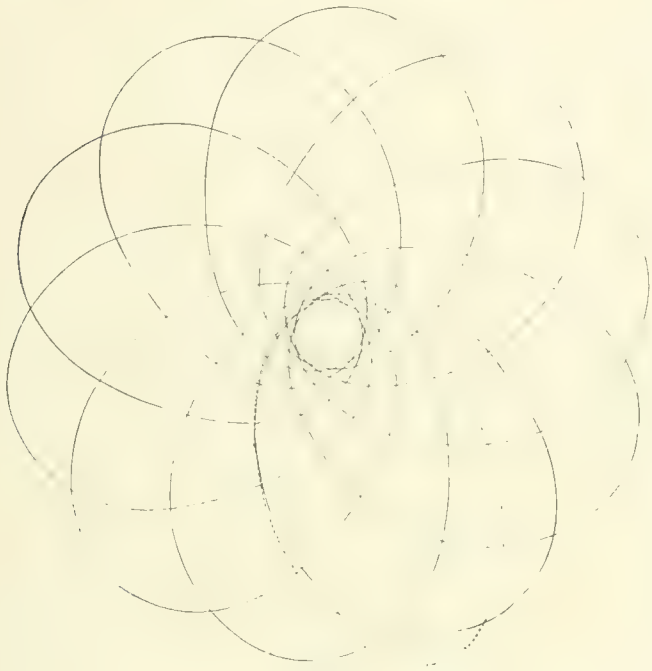


Fig. 1.

On doit prendre devant α le signe plus ou moins, suivant que la valeur θ_0 de l'angle θ pour $t = 0$ est plus petit ou plus grand que π.

L'avantage que présente la forme particulière donnée à l'équation de la trajectoire de l'électron dans le champ magnétique consiste en ce que l'on peut la construire point par point dans un même dessin avec la trajectoire primitive (l'ellipse parcourue avant la création du champ), en donnant à A, B, r_0, α des valeurs numériques quelconques, sans que l'on doive faire des suppositions plus ou moins vraisemblables sur les grandeurs de e, m et surtout de r. Les incertitudes relatives à ces choix sont ainsi évitées. Cela tient à ce que l'on n'a pas besoin de connaître les grandeurs absolues des trajectoires parcourues avant et après la création du champ magnétique, mais seulement leur forme et leur position relative à une échelle quelconque.

Parmi les dessins de cette espèce assez nombreux que j'ai construits, j'en présente deux. La fig. 1 montre la trajectoire de l'électron avant la création du champ (ellipse à trait interrompu), et la trajectoire parcourue après la création du champ (ligne continue), pour le cas où $A = 5$, $B = 5$, $r_0 = 5{,}5$, $\alpha = 0{,}01$. Le cas de la fig. 2 diffère du précédent seulement par la valeur de α qui est $\alpha = 0{,}02$. Il s'agit donc d'un champ magnétique d'intensité double. On voit comment ces trajectoires ressemblent à celle que l'on trouve pour l'électron dans la théorie élémentaire du phénomène de Zeeman.

Mais on peut aussi se former une idée concrète de la nouvelle trajectoire en construisant par points la courbe d'équation :

$$\theta_1 = \arccos \frac{B^2 - Ar}{r\sqrt{A^2 - B^2}} \pm \alpha(Q - Q_0).$$

On trouve que cette courbe diffère peu de l'ellipse primitive (c'est-à-dire de la courbe parcourue par l'électron avant la création du champ). Or, si l'on suppose que l'électron parcoure cette courbe suivant une certaine loi définie par une formule, qu'il est inutile de rapporter ici, il suffit d'imaginer que la courbe tourne uniformément dans son plan autour de l'origine et avec la vitesse angulaire $1/2\,k$, pour que le mouvement de l'électron soit reproduit fidèlement.

On peut ajouter que la période T du mouvement de l'électron sur ladite courbe, que j'appelle *trajectoire tournante*, est :

$$T = T_0(1 - 3\alpha B),$$

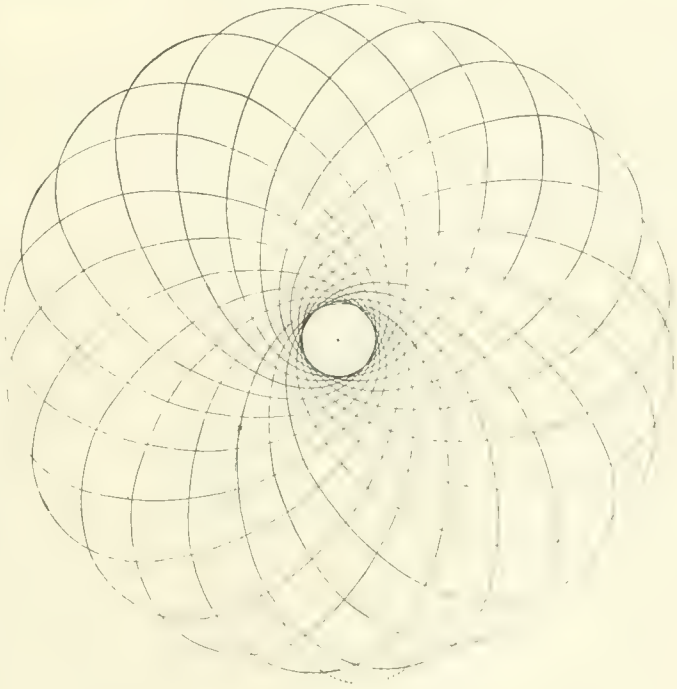


Fig. 2.

T_0 étant la période avant la création du champ ; et que l'aire renfermée par la trajectoire tournante est

donnée par

$$s = \pi AB \left\{ 1 - \frac{\alpha}{B} \left(r_0^2 + 3B^2 \right) \right\},$$

et est évidemment plus petite que celle de l'ellipse.

Il va sans dire que toutes les conclusions énoncées se transforment dans des conclusions opposées, si l'on suppose inverti le mouvement de l'électron ou invertie la direction du champ magnétique.

4. Les raisons principales en faveur de l'hypothèse qu'il existe une nouvelle espèce de rayons ont été formulées par Villard. Il fait observer d'abord que le faisceau lumineux de Plucker se présente souvent brusquement, lorsqu'on augmente grdauellement l'intensité du champ, ce qu'il n'est pas facile d'expliquer lorsqu'on suppose que le phénomène n'est qu'une continuation de celui des rayons cathodiques, dont la forme va se modifiant graduellement lorsqu'on augmente l'intensité du champ.

Une autre raison favorable à l'hypothèse c'est que, suivant Villard, les nouveaux rayons *semblent* ne pas transporter de charge électrique.

On ne peut pas considérer comme une preuve en faveur de l'hypothèse le fait que le faisceau de Plücker est dévié par un champ électrique dans un sens transversal, car ce phénomène s'explique très bien, comme l'a montré M. Fortin[1], par la théorie ordinaire.

Par mes recherches expérimentales je crois avoir recueilli, sinon des preuves, que l'on ne peut pas espérer obtenir, au moins des indications nombreuses favorables à ma théorie des rayons magnétiques. Avant d'en donner un aperçu il est nécessaire d'expliquer comment il peut se faire que, pendant la décharge dans un champ magnétique, les hypothétiques couples tournants électron-ion positif se produisent, et comment, bien que continuellement détruits et renouvelés, ils donnent aux rayons cathodiques de nouveaux caractères.

Suivant la théorie admise aujourd'hui, les électrons émis par la cathode ionisent le gaz dans la région lumineuse, qu'on appelle la deuxième couche négative, puis plus loin, en union à ceux résultant de l'ionisation dans cette couche, dans la colonne positive. Il faudra admettre que, au lieu d'une véritable ionisation, il se produit quelquefois cette ionisation incomplète, qui est la formation des couples tournants. De même des couples semblables se formeront souvent lorsqu'un électron rencontrera un ion positif. L'existence des couples passerait inaperçue s'il n'y avait le champ, qui donne une certaine persistance à ceux qui ont une orientation appropriée. En tout cas ce seront les électrons dont la vitesse n'est pas très grande qui prendront part à la formation des étoiles doubles. Ceux qui possèdent une vitesse très grande ne pourraient former, en effet, que des couples dans lesquels la distance entre ion et électron serait comparable et même moindre que les dimensions atomiques, et qui deviendraient immédiatement des atomes neutres. Cette formation des couples sera naturellement rendue plus probable par le fait qu'il y a des rayons positifs rétrogrades, c'est-à-dire des ions positifs, qui se meuvent dans le même sens que les électrons. Chaque couple, pendant la petite durée de son existence, se déplacera en raison de sa vitesse d'ensemble, provenant des vitesses possédées auparavant pas ses deux éléments, et par conséquent surtout dans le sens même des rayons cathodiques; le champ magnétique les poussera dans la même direction, s'il est dirigé suivant le mouvement des rayons. En tout cas il tendra à les déplacer suivant les lignes de force. On peut ajouter que le sens dans lequel les électrons d'un rayon cathodique tournent autour d'une ligne de force, lorsque le champ a donné au rayon la forme hélicoïdale, est précisement le sens suivant lequel l'électron tourne autour de l'ion positif dans les couples, dont la durée est augmentée par le champ: ce qui paraît devoir favoriser la formation de ces couples. Leur existence pourra toutefois n'être que très courte; mais de nouveaux couples se formeront à tout moment, souvent par réunion nouvelle des éléments d'autres couples qui viennent d'être détruits par les collisions.

5. La première ligne de recherche expérimentale que j'ai suivie a été l'étude des charges transportées par le faisceau lumineux de Plücker, ou, comme je dirai dorénavant, par les rayons magnétiques. J'ai donc voulu tout d'abord établir si le résultat entrevu par M. Villard pouvait se démontrer d'une manière rigoureuse.

J'ai cru pendant quelques temps avoir atteint ce but au moyen de l'expérience suivante:

Un tube à décharge cylindrique, dont l'axe est sur le prolongement de l'axe d'une grande bobine à noyau de fer foré destinée à donner le champ magnétique, a l'anode dans une direction latérale et la cathode à l'extrémité qui est près de la bobine. A l'extrémité éloignée se trouve la disposition usuelle, qu'on emploie (Perrin, Thomson) pour recueillir les charges des rayons cathodiques. L'électromètre donnait une déviation négative, qui s'arrêtait à un maximum, à cause de la conductibilité de l'air du tube due à son ionisation, et cette déviation maximum devenait de plus en plus petite lorsqu'on excitait la bobine, et qu'on augmentait peu à peu l'intensité du champ.

J'en avais conclu que, sous l'action du champ la charge transportée était diminuée, à cause du fait que des ions positifs étaient transportés eux aussi par les couples électron-ion positif. Evidemment l'ionisation de l'air n'empêchait pas la constatation de ce fait, et le résultat de Villard semblait confirmé.

1 *C. R.* 20 juin 1904.

Mais récemment j'ai pensé que, pour que cette conclusion fût légitime, il fallait admettre que la conductibilité de l'air n'augmentait pas lorsqu'on créait le champ. Au contraire il paraît invraisemblable qu'il ne puisse en être ainsi, ayant reconnu, comme on le verra, que, pour les tubes ayant l'anode dans une ramification du tube dirigée transversalement au champ, celui-ci fait augmenter la différence de potentiel aux électrodes.

J'ai donc été amené à étudier, par expérience, si vraiment l'ionisation à l'intérieur du tube à décharge était augmentée par le champ[1].

Le résultat a été d'accord avec la prévision, car j'ai constaté que la présence des rayons magnétiques a pour conséquence une plus forte ionisation du gaz. On ne peut donc pas encore considérer l'expérience précédente comme une démonstration de l'existence des couples électron-ion positif, ou du moins il faudra attendre qu'on puisse réussir à faire la part de l'augmentation de la conductibilité de l'air, dans la diminution constatée de la déviation maximum de l'électromètre[2].

6. Après avoir étudié les charges négatives transportées par les rayons cathodiques et magnétiques, j'ai voulu étudier d'une manière analogue les charges positives transportées par les rayons canaux sous l'influence d'un champ magnétique. Le tube employé était encore cylindrique, mais son diamètre (25 mm.) était tel, qu'on pouvait l'introduire en partie dans le noyau perforé de la bobine.

L'anode était à l'extrémité inférieure, et la cathode était au dehors de la bobine. Cette cathode était un disque d'aluminium ayant à son centre un trou d'un millimètre de diamètre, et formait la base d'un cylindre de toile métallique, qui se prolongeait jusqu'à une distance assez grande de la bobine, et à l'intérieur duquel se trouvait un petit conducteur communiquant avec l'électromètre. La cathode et le cylindre étaient en communication avec la terre. Les rayons canaux se formaient au dedans du cylindre et rencontraient sur leur chemin le conducteur, qui transmettait à l'électromètre leur charge positive.

J'avais imaginé que sous l'action du champ devaient se former les couples tournants par réunion d'ions positifs des rayons canaux et d'électrons. La charge acquise par l'électromètre devait donc diminuer en excitant la bobine, et c'est précisément ce que j'ai observé.

1. *C. R. de l'Acad. R. de Bologne*, 16 janvier 1910.

2. Dans une note qui va être publiée, et dont son auteur M. Thirkill a bien voulu me faire connaître d'avance le contenu, ce physicien est arrivé de son côté à la même conclusion. M. Thirkill croit qu'on peut expliquer sans nouvelles hypothèses, mais seulement par la considération des rayons cathodiques, certaines autres parmi mes expériences, qui, au contraire, sont à mon avis très favorables à l'explication nouvelle, mais il ne tient pas compte de toutes.

Lorsque plus tard je me suis persuadé que l'expérience du § 5 ne fournissait pas une conclusion sûre, j'ai voulu naturellement voir si, dans l'expérience que je viens de décrire, il y avait la même cause d'incertitude, c'est-à-dire si le champ augmentait l'ionisation dans l'air parcourue par les rayons canaux. Mais les expériences nombreuses que je viens d'effectuer m'ont montré, au contraire, que sous l'action du champ la conductibilité du gaz dans la région des rayons canaux diminue notablement[1]. Il paraît donc que l'on puisse affirmer la formation de rayons magnétiques dans le faisceau de rayons positifs.

Je ne m'arrêterai pas à montrer comment on peut expliquer avec mon hypothèse la diminution de l'ionisation que produit le champ; mais je dois observer que l'on pourrait l'expliquer, et en même temps expliquer le fait précédent, en admettant que, lorsque le champ agit, ait lieu un affaiblissement des rayons canaux pour des motifs inconnus. Mais, comme ces rayons sont parfaitement visibles au dedans du cylindre de toile métallique, on peut constater que leur luminosité ne varie pas lorsqu'on crée un champ suffisant pour produire les deux phénomènes décrits (diminution de la charge transportée et diminution de l'ionisation), et que, si quelquefois on peut constater que leur luminosité diminue, c'est seulement en employant des champs très puissants, sous l'action desquels lesdits phénomènes ne varient presque pas ultérieurement. Il n'y a donc pas entre l'intensité des rayons et les deux phénomènes la correspondance qui devrait exister pour que l'explication précédente fût admissible.

7. D'autres expériences ont eu pour but l'étude de rayons magnétiques formés dans un champ magnétique, dont l'intensité diminue rapidement en s'éloignant de la cathode, toujours placée près de la bobine. La stabilité conférée aux couples tournants devait être d'autant plus faible qu'ils se formaient plus loin de la bobine, et j'espérais rencontrer des phénomènes particuliers dus aux électrons et surtout aux ions positifs résultant de la rupture desdits couples.

J'ai employé d'abord des tubes cylindriques placés suivant l'axe de la bobine, et ayant l'anode à l'extrémité du tube la plus éloignée de celle-ci; [illegible] attente n'a pas été satisfaite avec ces tubes.

Toutefois, j'ai observé que sous l'action du champ la colonne positive diminuait presque toujours de longueur, ce dont on peut donner l'explication suivante. Les électrons doivent parcourir un plus long chemin avant d'acquérir la vitesse nécessaire pour ioniser le gaz, lorsque pendant une partie de leur mouvement ils sont soustraits à la force accélératrice du champ électrique à cause de leur rotation [illegible] des

1. Voir la note citée [illegible]

ions positifs. En augmentant de plus en plus l'intensité du champ on arrive à un effet maximum, après quoi l'apparence de la décharge devient semblable à celle qu'elle montrait sans champ magnétique. C'est là une première vérification du fait prévu, qu'un champ trop puissant s'oppose à la persistance des couples tournants.

J'ai constaté, en outre, qu'entre de larges limites l'action du champ donne lieu à une diminution du potentiel de décharge, avec ces tubes placés dans la direction de la force magnétique. Ce phénomène aussi peut s'expliquer aisément par l'hypothèse admise.

8. Des résultats de plus grand intérêt ont été obtenus en changeant quelque peu la forme du tube à décharge. Il est facile de se persuader qu'un champ électrique tend généralement à diminuer la stabilité des couples tournants. En plaçant l'anode, non plus à l'extrémité du tube, mais dans une ramification latérale soudée au tube près de la cathode, les rayons devaient se développer dans le tube loin des régions où le champ électrique a sa plus grande intensité. C'est avec ces tubes que j'ai réalisé des expériences, qui ont donné satisfaction à mon attente, et qui me semblent très favorables à mon hypothèse [1].

La fig. 3 montre un de ces tubes. On voit en C la cathode ayant la forme d'un petit disque d'aluminium entouré par un tube de verre qui se prolonge au-devant de lui ; A est l'anode, R la bobine qui doit produire le champ.

Lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique et que l'air est convenablement raréfié [2], on voit dans la ramification A la colonne positive rose ou rouge stratifiée,

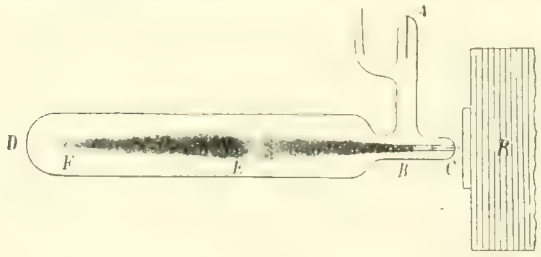


Fig. 3.

pendant qu'un faisceau lumineux ayant les caractères des rayons cathodiques sort du petit tube entourant la cathode [3]. Si l'on excite la bobine, la colonne positive est déplacée, et apparaît alors en quelque sorte comme écrasée contre la paroi, pendant que le faisceau sortant de la cathode devient plus long et plus brillant, et acquiert les caractères des rayons magnétiques. Son éclat diminue en passant dans les régions de plus en plus éloignées de la cathode, jusqu'à disparaître en E. Mais plus loin encore apparaît un phénomène nouveau, et précisément une colonne lumineuse EF ayant la couleur et les caractères d'une colonne positive.

Si l'on augmente peu à peu l'intensité du champ, les deux régions E, F s'éloignent graduellement de la bobine. Mais, si le tube est assez long et si l'on peut augmenter assez l'intensité du champ, on voit la luminosité tout entière de C à F se raccourcir, jusqu'à ce que le tube reprenne à peu près la même apparence que sans champ magnétique. On en déduit encore une fois que, bien qu'une certaine intensité minimum du champ soit nécessaire pour la production des phénomènes nouveaux, ceux-ci tendent à disparaître lorsque l'intensité du champ dépasse une certaine valeur maximum.

On s'explique d'une manière naturelle le fait que les rayons magnétiques deviennent plus longs lorsqu'on augmente l'intensité du champ, en remarquant que la région, où celle-ci est à peine suffisante pour donner quelque stabilité aux étoiles doubles électron-ion positif, se trouve nécessairement de plus en plus éloignée de la bobine. M. Villard a vu dans ce fait la manifestation d'une force motrice agissant sur les rayons et provenant du champ ; mais l'explication précédente pourrait suffire.

Il est vraisemblable, toutefois, qu'une force de cette espèce intervienne. Elle s'explique tout naturellement dans mon hypothèse par le fait, que le sens dans lequel l'électron tourne autour de l'ion dans les couples tournants, auxquels le champ confère quelque stabilité, est tel que ces couples doivent se comporter comme les molécules d'un corps diamagnétique.

Avant de décrire les expériences destinées à l'étude de la colonne rose ou rouge EF, il me faut résumer les résultats obtenus en mesurant la différence de potentiel des électrodes du tube [1].

On peut dire, d'une manière générale, que lorsqu'on augmente peu à peu, en partant de zéro, l'intensité du champ magnétique, on observe une petite augmentation graduelle du potentiel de décharge. Mais à un certain moment, et généralement d'une manière soudaine, on constate une augmentation très rapide. C'est à ce moment qu'apparaît la bande lumineuse de Plücker, c'est-à-dire que les rayons magnétiques font leur apparition. Si l'on continue à aug-

1. M. Richard Mueller Uhr, de Brunschweig, fournit les tubes de cette forme. Ceux de grandes dimensions, par exemple longs d'un mètre et de 10 centimètres de diamètre, conviennent particulièrement bien.

2. La meilleure raréfaction varie avec les dimensions du tube, l'intensité du courant qui le traverse, etc. Je renvoie le lecteur aux publications citées pour les données nécessaires, ainsi que pour l'indication des appareils employés pour fournir le courant de décharge, pour effectuer les mesures, etc.

3. Réellement on voit au dedans du petit tube entourant la cathode, non seulement la première couche lumineuse négative, mais aussi l'espace obscur de Crookes. Le faisceau lumineux dont on parle dans le texte devra donc être considéré comme un épanouissement de la deuxième couche négative, ou peut-être comme un de ces faisceaux cathodiques qui se forment, quand un tube à décharge présente un étranglement.

1. *C. R. de l'Acad. R. des Lincei*, 5 juin 1909.

menter l'intensité du champ, le potentiel de décharge, à un certain moment, présente une diminution plus ou moins brusque, après quoi on observe une augmentation lente, comme celle observée d'abord pour les valeurs faibles du champ magnétique. La diminution du potentiel a lieu précisément lorsque les rayons magnétiques s'affaiblissent ou disparaissent tout à fait, le tube reprenant *à peu près* les mêmes apparences que sans champ magnétique.

Ainsi l'on peut juger de la présence ou de l'absence des rayons magnétiques sans voir le tube. Les deux valeurs *critiques* du champ magnétique, c'est-à-dire celle par laquelle les rayons magnétiques prennent naissance, et celle par laquelle ils disparaissent, et en même temps la rapidité par laquelle ces changements ont lieu, dépendent de circonstances nombreuses, comme la forme et les dimensions du tube, la pression de l'air qu'il contient, l'intensité du courant qui la traverse, etc. Le plus souvent, on n'arrive à constater que l'un des deux phénomènes. Il peut se faire, par exemple, qu'à partir des plus faibles intensités du champ, on observe les rayons magnétiques, sans que l'on puisse indiquer la valeur du champ critique minimum; alors il est facile d'arriver à la valeur critique maximum, et observer ainsi la disparition plus ou moins rapide des rayons magnétiques. D'autres fois, au contraire, ces rayons se présentent brusquement pour une valeur assez élevée du champ, et alors il peut se faire que l'on ne puisse pas atteindre pratiquement la valeur du champ qui les ferait disparaître.

9. Pendant ces expériences, le tube fait entendre un son aigu et généralement faible, dont la hauteur diminue en augmentant l'intensité du champ. Ce phénomène révèle et mesure la discontinuité de la décharge. Il suffit d'observer le tube dans un miroir tournant pour constater que, pendant que sans champ magnétique la décharge est, ou mieux, paraît être continue, elle est sans doute intermittente lorsque le champ agit sur elle, et que sa période croît en même temps que le champ.

On peut tenter l'explication de ce fait et du précédent (augmentation du potentiel de décharge) de la manière suivante. Ceux des électrons, qui forment avec des ions positifs les étoiles doubles, manquent partiellement à leur fonction d'ioniser le gaz, d'où un ralentissement dans les phénomènes qui constituent la propagation du courant. La différence de potentiel doit donc s'élever; mais, en même temps, l'intensité du champ électrique augmentera, et s'opposera de plus en plus à la stabilité des couples tournants. A un certain moment, cette suspension partielle du mécanisme de la décharge devra donc cesser, après quoi la même succession de phénomènes devra se répéter indéfiniment.

10. Pour éclairer la nature des phénomènes lumineux qui apparaissent dans les tubes de la forme, ceux de la fig. 3, j'ai étudié les modifications qu'ils présentent, lorsqu'on approche le pôle d'un électroaimant dont l'axe est perpendiculaire à l'axe du tube.

Si la nouvelle bobine est approchée au tube, près du faisceau BE, ce faisceau change de forme en raison du changement de la forme des lignes de force magnétique. Par exemple, lorsque le pôle approché au tube est de nom contraire à celui du pôle de la bobine R tourné vers le tube, le faisceau se dirige vers la nouvelle bobine. Naturellement, ce phénomène s'explique aussi par la théorie généralement admise, les trajectoires des électrons devenant des courbes semblables à des hélices enroulées autour des lignes de force. Mais il n'en est pas de même de la particularité suivante, que maintes fois j'ai observée. Si les deux bobines sont parcourues par un même courant magnétisant, et si on augmente beaucoup son intensité, on peut admettre que la forme des lignes de force ne varie pas. En effet, il semble qu'on puisse ne pas tenir compte de la circonstance, que le champ dû aux noyaux des bobines n'augmente pas dans le même rapport que le champ dû à leurs enroulements.

Or, cette augmentation de l'intensité du courant magnétisant a pour conséquence une plus forte courbure du faisceau lumineux qui va d'un pôle de l'une des bobines au pôle de l'autre. Cela paraît démontrer que le faisceau des rayons magnétiques a seulement d'une manière approchée la forme d'un tube de force magnétique. Le caractère de ces rayons est analogue, et a vraisemblablement une cause analogue à celui que révèlent mes expériences sur les *ombres électriques* dans l'air à la pression ordinaire, où en effet les ions en mouvement ne suivent que d'une manière approchée les lignes de force électrique.

Pendant que le faisceau BE est ainsi courbé jusqu'à rencontrer la paroi du tube, un nouveau faisceau faiblement lumineux apparaît d'ordinaire, qui semble constituer une espèce de réflexion des rayons magnétiques sur la paroi. On indiquera plus loin d'autres phénomènes de même espèce. Quant à la colonne EF, elle devient plus pâle ou disparaît. Mais si le tube porte une large ramification inclinée, de manière que le faisceau recourbé des rayons magnétiques se dirige vers elle, la colonne EF se forme avec tout son éclat dans le nouvel espace qui lui est offert.

11. On obtient des effets très différents de ceux que l'on vient de décrire, lorsque la nouvelle bobine est approchée du tube près de la colonne EF.

Il faut avant tout établir que, avec les longs tubes à décharge ordinairement employés pour ces expériences, la région EF du tube ne se ressent presque pas du champ magnétique créé par la bobine R, ou du moins que le champ produit par la bobine approc-

chée latéralement au tube a une action tout à fait prédominante.

Si d'abord la bobine approchée latéralement au tube se trouve près de E, la portion contigue de la colonne lumineuse EF change de forme, et devient courbe tout en restant dans un plan perpendiculaire à l'axe de la bobine. Si alors on déplace celle-ci de E vers F, la déformation diminue peu à peu, puis elle disparaît, ou plus exactement elle est substituée par un dédoublement, et, enfin lorsque la bobine arrive assez près de l'extrémité F, on observe une déformation de sens contraire. On peut énoncer ces résultats en disant que la colonne lumineuse EF se comporte comme la colonne positive d'un tube, dans lequel il y aurait une anode quelque part entre E et F, et deux cathodes aux extrémités. J'appelle *anode virtuelle* cette anode qui semble exister dans le tube sur le prolongement du faisceau de rayons magnétiques.

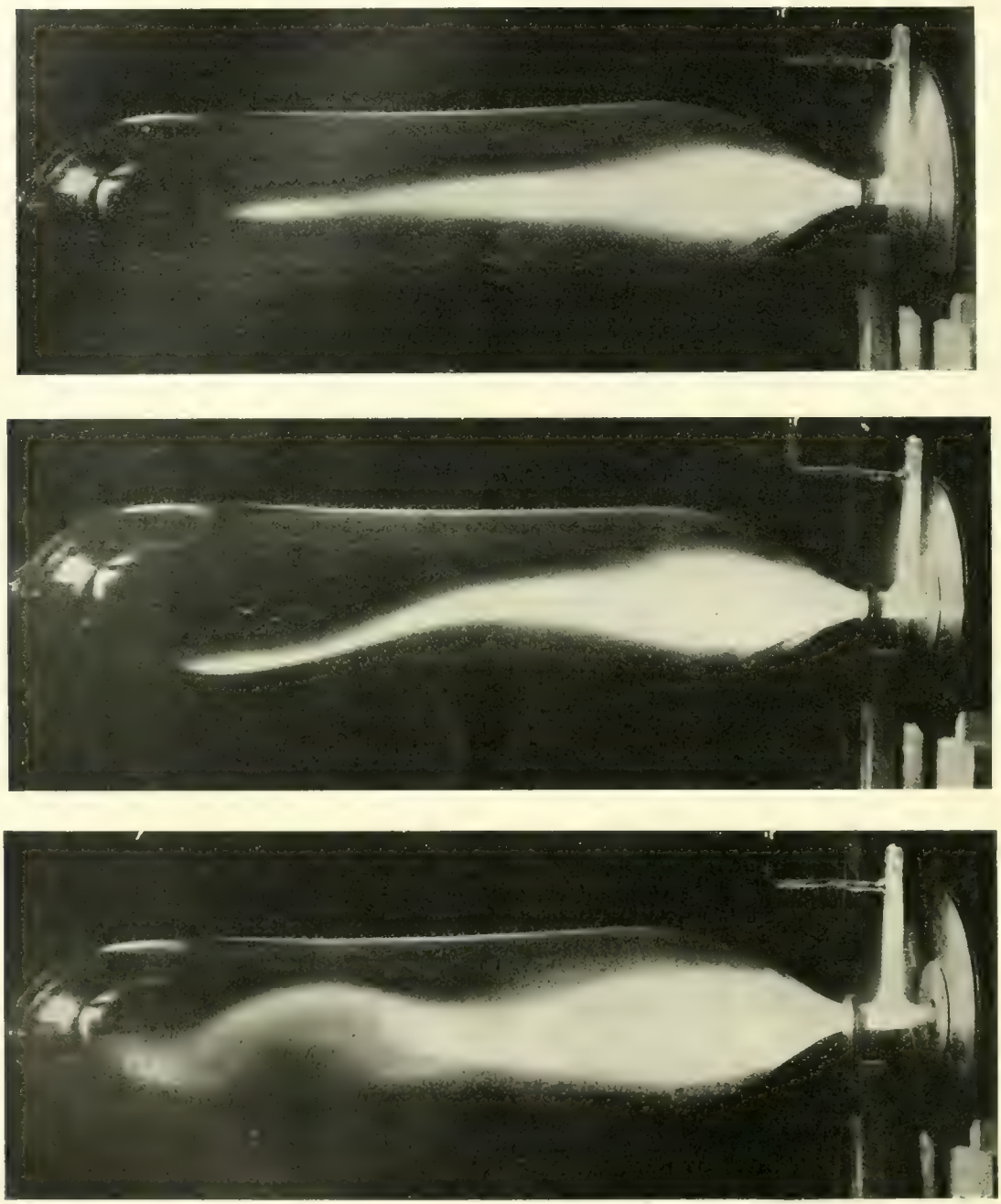


Fig. 4, 5, 6

Les figures 4, 5 et 6 donneront une idée des phénomènes que je viens de décrire. Elles sont la reproduction de trois photographies, choisies parmi celles, très nombreuses, que j'ai exécutées au cours de mes

recherches. Dans la figure 4 on voit la décharge lumineuse obtenue sous l'action de la bobine (dont à droite dans la figure on voit la partie voisine du tube), mais sans que la bobine mobile soit approchée au tube. La figure 5 montre la déformation de la colonne rouge (EF de la figure 3), lorsque la deuxième bobine est placée près du tube au voisinage de la région indiquée par E dans la figure 3. Enfin la figure 5 présente l'effet donné par la bobine latérale placée près de l'extrémité de ladite colonne de lumière (vers le point F de la figure 3).

Ce résultat trouve dans l'hypothèse proposée son explication la plus naturelle. Les ions positifs et les électrons, qui restent libres à cause de la destruction continuelle des couples tournants qui a lieu dans les rayons magnétiques, ne peuvent pas tous constituer

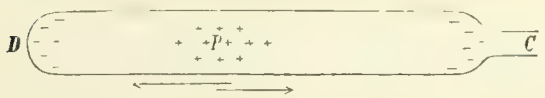


Fig. 7

peu après de nouveaux couples, mais une certaine partie, d'autant plus grande que l'on considère qu'une région plus éloignée de la bobine R, restera libre. Ces électrons et ces ions positifs se déplaceront encore, de préférence suivant la direction de B à F, en perdant peu à peu leurs vitesses par collision avec les molécules gazeuses. L'anode virtuelle sera constituée par les ions positifs. Et comme le phénomène de la décharge dans le champ est intermittent, ce sera pendant que dure la phase d'arrêt de la formation des rayons magnétiques, que la décharge entre l'anode virtuelle et les charges négatives des extrémités du tube aura lieu. La place occupée par l'anode virtuelle n'est donc que celle où sont arrivés lesdits ions positifs, au moment où la double décharge a lieu. La figure 7 montre d'une manière schématique la distribution des charges que l'on vient de décrire. Les charges négatives à l'extrémité gauche du tube sont dues à des électrons des rayons cathodiques et magnétiques, parvenus jusque-là.

Si l'on modifie la pression de l'air dans le tube ou l'intensité du champ magnétique, on reconnaît, en observant l'effet produit par la bobine mobile, que le lieu occupé par l'anode virtuelle change de place, et que ces changements ont lieu précisément de la manière que l'explication qui précède fait prévoir. Ainsi, si l'on augmente la pression de l'air, les ions positifs doivent arriver moins loin de la cathode, et par conséquent l'anode virtuelle doit se trouver déplacée vers la droite; c'est précisément ce que l'on vérifie par l'expérience. De même, si l'on augmente l'intensité du champ, les ions positifs doivent parvenir jusqu'à une plus grande distance de la cathode; et, en effet, l'expérience montre que l'anode virtuelle est alors déplacée vers la gauche.

De nouvelles expériences semblent confirmer l'existence de l'anode virtuelle[1]. J'ai employé un tube très long à l'intérieur duquel on pouvait déplacer une sonde communiquant avec une des bornes d'un galvanomètre, dont l'autre borne communiquait avec la terre. Ou encore le tube porte un certain nombre de sondes fixées à travers la paroi sur une de ses génératrices, et qu'on met l'une après l'autre en communication avec la terre par l'intermédiaire du galvanomètre. Lorsque la sonde employée est dans l'anode virtuelle, la déviation est beaucoup plus forte que dans les autres cas. Comme la sonde fonctionne comme cathode dans le tube, il faut atténuer cette cause d'erreur en employant un galvanomètre de très grande sensibilité et en plaçant entre la sonde et cet appareil une résistance énorme formée par des tubes capillaires de verre contenant de l'alcool absolu.

12. Si vraiment, comme semble l'indiquer l'expérience du § 6, des rayons magnétiques se forment aussi au sein des rayons-canaux, on devra pouvoir les rendre visibles en les déformant par l'action d'une deuxième bobine ajoutée à celle qui crée le champ

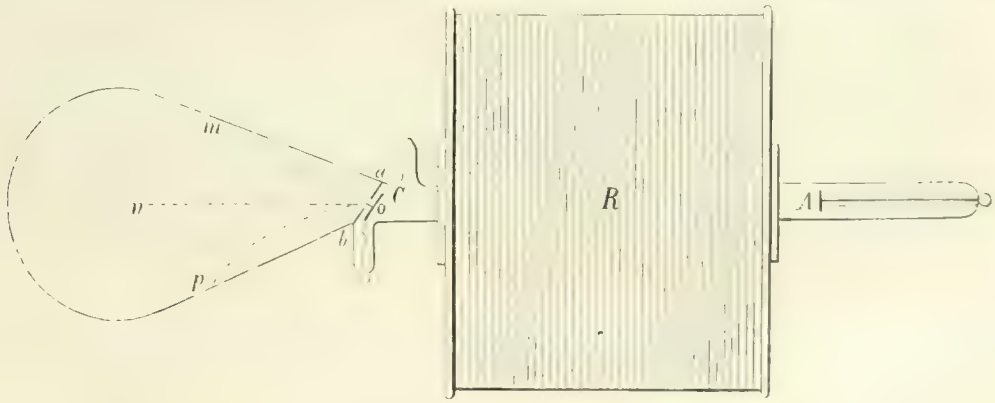


Fig. 8.

[1] C. R. de l'Acad. R. des Sciences, 20 [illegible] 1909.

magnétique, ou par d'autres moyens. Après un certain nombre d'essais, j'ai réalisé des expériences qui semblent correspondre à cette prévision.

Les tubes à décharge construits dans ce but comprennent une partie cylindrique AC (fig. 8), à l'extrémité de laquelle est soudée l'anode, et qui est introduite dans la bobine magnétisante R. Près du pôle de celle-ci est placée la cathode C ayant la forme de disque avec un petit trou au centre et qui occupe à peu près toute la section du tube. Au delà de la cathode, le tube devient très large, de manière que les rayons-canaux puissent s'y développer librement. Une paroi plane de verre *ab*, ayant une petite ouverture en correspondance à celle de la cathode, sépare la partie large de la partie étroite de ce tube à décharge. Ordinairement le plan de la cathode était un peu incliné par rapport à la section normale de la partie cylindrique du tube, et par conséquent le filet lumineux des rayons-canaux *om* avait une direction un peu inclinée par rapport à l'axe de la bobine.

Dès que l'on crée le champ, on voit se détacher du faisceau des rayons-canaux *om*, qui reste à peu près à sa place, un nouveau filet *on* dirigé suivant l'axe de la bobine. Sa couleur n'est pas celle des rayons-canaux, mais celle qu'ont d'ordinaire les rayons cathodiques et les rayons magnétiques. Si on approche de l'appareil la deuxième bobine, présentant un pôle de nom contraire à celui de la bobine principale, le filet lumineux qui s'est détaché des rayons-canaux se courbe et prend à peu près la forme *op* des nouvelles lignes de force magnétique. La photographie reproduite par la figure 9 montre ce phénomène.

On sait que dans les rayons-canaux il y a toujours des électrons, et, à la rigueur, il n'est pas démontré que le filet qui se sépare du filet des rayons-canaux ne contienne aussi des ions positifs au lieu d'électrons seulement. Mais il y a certaines petites particularités d'expérience qui rendent plus vraisemblable la première supposition, qui seule concorde avec les résultats des mesures du § 6. Si ces résultats paraissent assez sûrs, on pourra admettre qu'on a réalisé des rayons magnétiques dans l'expérience décrite ci-dessus.

13. On sait que les rayons-canaux, et en général les rayons formés d'ions positifs, excitent souvent, sur le verre qu'ils rencontrent, une fluorescence jaune, au lieu de la fluorescence verte bien connue produite par les rayons cathodiques. Il y avait intérêt à étudier l'effet analogue produit par les rayons magnétiques.

Ces rayons ont donné toujours une fluorescence identique à celle des rayons cathodiques, suivant les expérimentateurs qui s'en sont occupés jusqu'ici; ce que l'on pouvait certainement prévoir d'avance, vu que généralement, et peut-être toujours, dans un faisceau de rayons magnétiques constitués selon mon hypothèse, des rayons cathodiques doivent se trouver encore. Mais après quelques essais j'ai réussi à obtenir, par les rayons magnétiques, une fluorescence jaune identique à celle qui caractérise les rayons positifs.

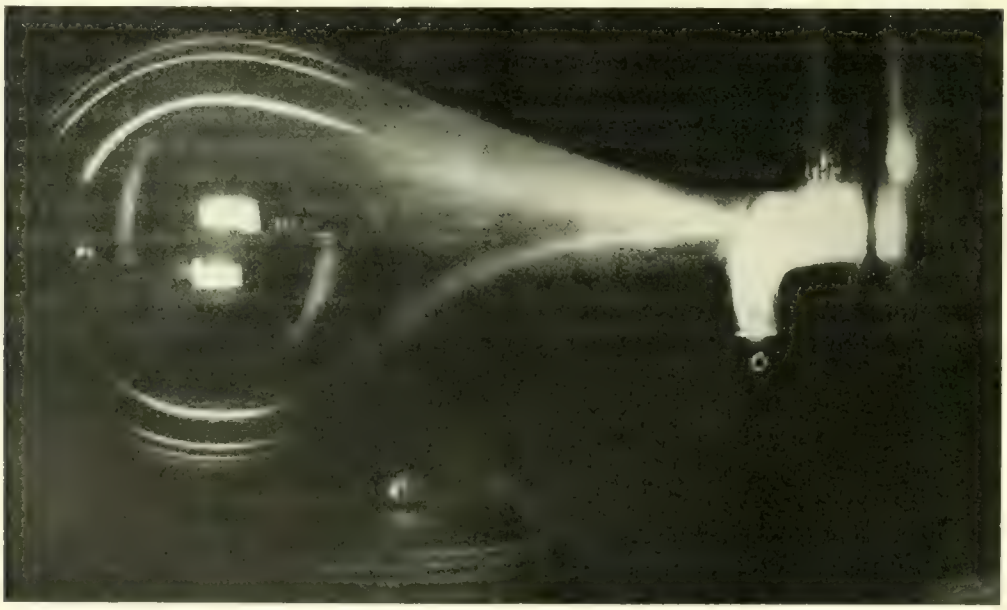


Fig. 9

Pour y arriver il suffit de commencer l'expérience, lorsque l'air du tube a une pression assez élevée, et puis de diminuer lentement cette pression. D'abord on ne voit pas de fluorescence, puis, lorsque le faisceau arrive jusqu'à la paroi, qui ne doit pas être trop éloi-

gnée, celle-ci montre la fluorescence jaune. Peu à peu celle-ci disparaît et est substituée par la fluorescence verte habituelle.

Comme avec les rayons canaux, la fluorescence jaune produite par les rayons magnétiques devient plus vive, lorsqu'on touche le tube avec le doigt ou avec un conducteur non isolé, en relation avec la région fluorescente. Même, lorsqu'il n'y a pas tout à fait de fluorescence, il suffit souvent de toucher le tube avec le doigt pour faire apparaître à l'intérieur du tube la fluorescence jaune, si la décharge a lieu sous l'action du champ magnétique; mais je n'ai pu l'observer lorsqu'il n'y a pas de champ, et, par conséquent, pas de rayons magnétiques. Dans les tubes de la forme usuelle pour ces expériences (fig. 3), la fluorescence jaune apparaît surtout en touchant la paroi entre E et F.

Cette production d'une fluorescence jaune de la part des rayons magnétiques est favorable à mon hypothèse, car elle paraît indiquer l'existence d'ions positifs dans ces rayons.

14. Pour ne pas donner à ce résumé une trop grande extension, je ne présenterai qu'un simple aperçu de certaines autres expériences réalisées par moi au sujet des rayons magnétiques.

Comme j'ai déjà eu occasion de l'affirmer, lorsque les rayons magnétiques parviennent dans une région où le champ est nul ou trop faible pour donner une certaine persistance aux couples électron-ion positif, ces couples cessent d'exister, et des électrons et des ions positifs restent libres. Or il y a des cas où ces ions et électrons, emportés par leurs vitesses, parviennent dans une autre région du tube à décharge, où le champ magnétique possède une intensité suffisante pour stabiliser les couples. Ceux-ci alors pourront se reconstituer, soit avec de nouveaux électrons et ions, soit avec les constituants de ceux qui ont cessé d'exister d'une manière durable quelques instants avant.

On réalise aisément ce phénomène en plaçant le tube à décharges entre deux bobines ayant l'axe en coïncidence avec l'axe du tube, et présentant à celui-ci deux pôles de même nom. Le champ a alors une grande intensité à l'extrémité où se trouve la cathode, et une intensité décroissante en allant vers le milieu du tube, où le champ devient nul. Plus loin encore le chan p a direction contraire, et son intensité augmente en allant jusqu'à la deuxième extrémité.

Avec cette disposition, en outre du faisceau ordinaire de rayons magnétiques, on en observe un autre dans la deuxième moitié du tube. En approchant au tube le pôle d'une troisième bobine, tenue à la main, les deux faisceaux changent de forme d'une manière curieuse et très instructive, sur laquelle je n'insisterai pas. Avec des tubes de formes particulières et sous certaines conditions on obtient des phénomènes très brillants, dont on n'aurait pas une idée suffisante même à l'aide de photographies.

Les couples tournants peuvent aussi se reconstituer lorsqu'ils viennent d'être détruits par leur choc sur un corps quelconque. On en a vu un exemple dans le § 10; mais on peut varier l'expérience de plusieurs manières.

Les rayons cathodiques *secondaires* peuvent contenir eux aussi des couples tournants, c'est-à-dire se transformer partiellement eux aussi en rayons magnétiques, lorsqu'ils se forment dans un champ magnétique d'intensité appropriée. Ainsi, on les observe, avec leur forme de tube de force magnétique, lorsqu'on touche la paroi d'un tube à décharge placé près du pôle d'un électro-aimant, et ils naissent sur la paroi en relation avec le point touché. Des rayons magnétiques naissent aussi, sous l'influence d'un champ, où un filet de rayons cathodiques choque un corps solide. Sous certaines conditions un filet cathodique mince et de grande vitesse peut rester tel et seulement prendre la forme circulaire ou hélicoïdale sous l'action du champ; et alors l'expérience peut devenir très saisissante.

Dans d'autres expériences j'ai observé la transformation en rayons magnétiques de ces rayons cathodiques particuliers, qui se produisent dans un appareil à décharge, là où la section transversale de l'appareil est brusquement très réduite, par exemple lorsqu'il est formé par deux larges capacités communiquant entre elles seulement par une petite ouverture. J'ai construit des tubes de cette espèce ayant des formes très variées, et dont quelques uns donnent lieu à des phénomènes très remarquables.

Enfin on obtient des phénomènes plus compliqués, mais qui me paraissent pouvoir s'expliquer avec mon hypothèse, lorsque au devant du faisceau de rayons magnétiques il se trouve une paroi, qui sépare le tube à décharge, d'un deuxième tube sans électrodes contenant de l'air plus ou moins raréfié. On observe dans ce second tube quelques phénomènes semblables à ceux que l'on aurait, si la paroi divisante n'existait pas. Pour en rendre compte il faut prendre en considération les charges acquises par la paroi.

15. Comme je l'ai déjà annoncé plus haut, il ne faut pas s'attendre à trouver, dans une quelconque des expériences décrites une démonstration complète de la théorie que je propose pour expliquer la bande lumineuse de Plücker et les phénomènes auxquels elle donne naissance. Mais, considérées dans leur ensemble, elles paraîtront, j'espère, très suggestives, et constitueront des indications en faveur de mon hypothèse. Celle-ci quant à présent n'est qu'une ébauche, que de nouvelles recherches pourront compléter et mieux définir.

Manuscrit reçu le 25 janvier 1910.

Effets photoélectriques et rayons β

Par G. COSTANZO

Le but de cette étude expérimentale est d'établir comment se comporte l'ionisation produite par les rayons β quand on change la qualité de la lumière incidente sur l'électrode, et quand on change aussi la nature du métal qui constitue l'électrode.

Pour les mesures, j'ai employé un électromètre E à feuille d'aluminium, avec le disperseur C consistant en un disque metallique avec surface supérieure spéculaire. Le récipient pour la recherche consistait en

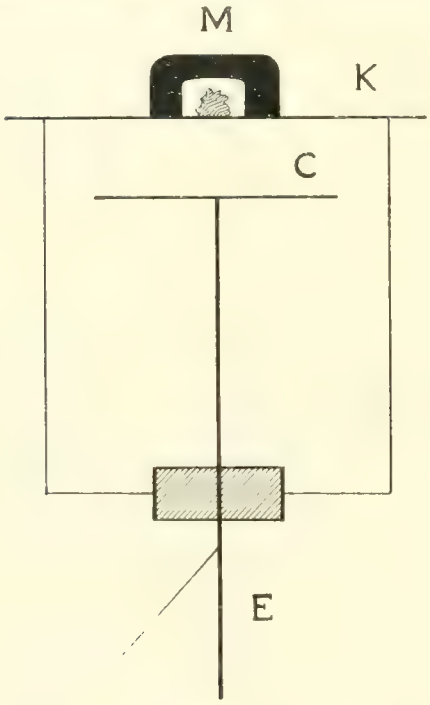


Fig. 1

un cylindre de laiton avec couvercle K recouvert d'une mince couche de gélatine qui fonctionnait comme dépense faradique, et qui, en même temps, servait à fixer les couleurs d'aniline et à rendre la surface transparente colorée. Sur le couvercle s'appuyait un morceau de pechblende de Joachimstal qui était couvert avec une petite cloche de plomb M.

Dans ces conditions, les rayons β envoyés par le pechblende traversaient la plaque de verre et ionisaient l'air, qui était éclairé seulement par la lumière diffuse traversant le verre-couvercle.

Les plaques de verre employées pour le couvercle étaient au nombre de trois : une avec la couche de gélatine incolore ; l'autre avec la gélatine rouge ; la troisième avec la gélatine bleue.

Le disque métallique du disperseur C était mobile, et on pouvait ainsi en employer de différents pour étudier comment se comportent les divers métaux sous diverses conditions d'éclairage. Les plaques de verre avec la couche de gélatine avaient une épaisseur moyenne de 1,16 mm. Les disques métalliques du

Charge négative.

Metal disperseur	Disperseur en 5" Millivolts.	Courant de saturation. Ampère × 10^{-14}
I. Lumière blanche.		
Laiton	1090	2,47
Cuivre	1110	2,51
Zinc	840	1,91
Fer	800	1,82
Aluminium	520	1,18
II. Lumière rouge.		
Laiton	1260	2,86
Cuivre	1260	2,86
Zinc	1120	2,54
Fer	1100	2,49
Aluminium	1240	2,71
III. Lumière bleue.		
Laiton	1100	2,49
Cuivre	1260	2,86
Zinc	1020	2,31
Fer	1000	2,27
Aluminium	1080	2,45

Charge positive.

Metal disperseur	Disperseur en 5" Millivolts.	Courant de saturation Ampère × 10^{-14}
I. Lumière blanche		
Laiton	850	1,95
Cuivre	850	1,95
Zinc	540	1,25
Fer	500	1,15
Aluminium	840	1,91
II. Lumière rouge		
Laiton	1240	2,81
Cuivre	1440	3,26
Zinc	1500	3,40
Fer	1000	2,27
Aluminium	1250	2,84
III. Lumière bleue		
Laiton	1050	2,38
Cuivre	1260	2,86
Zinc	1400	3,18
Fer	910	2,04
Aluminium	1350	3,02

disperseur étaient à une distance de 17 mm. de la plaque de verre. Le cylindre du récipient de recherche avait 70 mm. de profondeur.

Les métaux expérimentés ont été le laiton, le cuivre, le zinc, le fer, l'aluminium. Le petit morceau de pechblende employé comme source des rayons β pesait 2,76 gr.

La dispersion naturelle de l'électromètre en 5 minutes, intervalle de temps entre deux observations successives, était sensiblement nulle.

Les valeurs moyennes qu'on obtient de ces mesures sont reproduites dans les tableaux ci-contre.

Les conclusions qui découlent des valeurs susrapportées sont les suivantes :

1° Le courant de saturation déterminé par les rayons β provenant de la pechblende, se comporte à peu près identiquement pour les charges des deux signes à lumière et métal disperseur égaux ;

2° A métal disperseur égal, le courant de saturation est plus intense dans le cas de la lumière colorée que dans le cas de la lumière blanche ;

3° A métal disperseur égal, dans les lumières rouge et bleue, le courant est un peu plus intense dans la lumière rouge que dans la bleue ;

4° A lumière égale, la dispersion des métaux est différente sous l'action des rayons β ; en particulier, pour les métaux expérimentés (laiton, cuivre, zinc, fer, aluminium), l'ionisation atteint son minimum pour le fer et son maximum pour le cuivre et le laiton.

Avec la même lumière.

Lumière	Millivolts en 5m.		Ampère × 10⁻¹¹	
	Charge −.	Charge +.	Charge −.	Charge +.
Blanche .	870	720	1,97	1,65
Rouge . .	1200	1290	2,72	1,93
Bleue .	1090	1190	3,76	2,70

Avec le même métal.

Métal.	Millivolts en 5m.		Ampère × 10⁻¹¹.	
	Charge .	Charge +.	Charge	Charge +.
Laiton .	1150	1550	2,61	3,06
Cuivre	1210	1180	2,75	2,68
Zinc . . .	990	1150	2,25	2,61
Fer . .	970	800	2,14	1,82
Aluminium	920	1140	2,09	2,59

[Manuscrit reçu le 20 Mars 1910.]

Note sur le recul radioactif

Par S. RUSS

[Laboratoire de Physique de l'Université de Manchester.]

Lorsqu'on condense de l'émanation du radium dans le fond d'un tube et qu'on fait le vide au-dessus, on constate une projection de dépôt actif vers le haut du tube. On attribue ce phénomène au recul de l'atome quand il émet une particule α[1].

Si l'émanation est maintenue condensée un temps suffisant pour obtenir l'équilibre radioactif, on doit s'attendre à ce que le radium A et le radium B soient projetés dans le tube en quantités égales, comme conséquence de l'émission de particules α par l'émanation et le radium A. La transformation du radium B en radium C est accompagnée seulement de l'émission de particules β, pour lesquelles l'effet de recul est beaucoup moins énergique que dans les cas précédents. Dans certaines conditions, cependant, on a mis en évidence le recul du radium C, mais dans les expériences actuelles, on a constaté que ce phénomène était à peine appréciable. Un disque suspendu au-dessus de l'émanation condensée peut constituer le collecteur des particules de dépôt actif qui y adhèrent. Après une exposition pendant un temps convenable, on peut retirer le disque et déterminer la courbe de décroissance de son activité au moyen d'un électromètre, en utilisant le rayonnement α émis par ce disque. Les recherches présentes ont été entreprises dans le but de déterminer les quantités relatives de radium A, radium B et radium C projetées à partir de l'émanation condensée ; on a analysé à cet effet les courbes de décroissance du dépôt actif recueilli sur le disque pour différentes durées d'exposition.

On condensait dans le fond d'un tube de verre, au moyen de l'air liquide, l'émanation provenant de quelques milligrammes de radium. On attendait trois heures, afin d'obtenir l'équilibre de l'émanation avec ses produits successifs, Ra A, Ra B, Ra C ; on suspendait alors un disque à environ 7 centimètres au-dessus de l'émanation condensée, et on faisait le vide dans l'appareil jusqu'à obtenir une pression d'environ 1/100 de millimètre. Après une durée d'exposition convenable, on retirait le disque et on étudiait la décroissance de son activité à l'aide d'un électromètre. Les temps d'exposition du disque à l'émanation ont été dans ces expériences de dix minutes, quarante

[1] L. Russ et Makower, *Proc. Roy. Soc.*, A-82 (1909).

minutes et trois heures, mais pour l'analyse du phénomène actuel, on a examiné particulièrement les cas d'exposition de dix minutes et de trois heures, à cause de la simplicité relative des expressions analytiques dans ces conditions, sans préjudice de détail essentiel du phénomène.

La courbe de décroissance pour une exposition de dix minutes est représentée par la courbe I de la figure 1 et on peut voir, en la comparant à la courbe

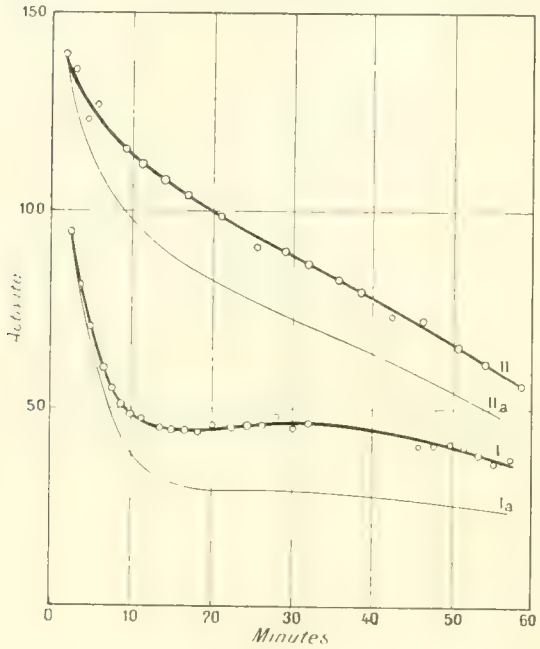


Fig. 1

I_a qui est la courbe bien connue d'activité induite pour une exposition de dix minutes, qu'une quantité importante de radium B était projetée sur le disque en même temps que le radium A, résultat qui pouvait être prévu.

La courbe II représente la courbe de décroissance pour une exposition de trois heures et l'écart de cette courbe à la courbe ordinaire II_a est encore plus marqué que pour une courte exposition.

La première question qui se pose est de déterminer dans quelles proportions le Ra A et le Ra B existent sur le disque?

Supposons que le Ra B présent sur le disque provient de la désintégration du radium A.

Si n est le nombre des particules de Ra A au fond du tube, on a :

$$\frac{dQ}{dt} = \lambda_1 n - \lambda_2 Q, \qquad Q_t = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} n \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right)$$

Q_t représente le nombre des particules de Ra B produites au bout d'un temps t; λ_1 et λ_2 désignent respectivement les constantes radioactives du Ra A et du Ra B, et on suppose n constant pendant l'exposition.

Le nombre des particules de Ra B qui sont projetées sur le disque sera une fraction de cette quantité Q_t, dépendant de l'angle solide sous-tendu par le disque et qu'on considérera plus loin.

Un temps T quelconque après la suppression de l'émanation, la quantité Q_t devient:

$$Q_t = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} n \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right) e^{-\lambda_2 T}.$$

Dès que le radium B est arrivé sur le disque, il commence immédiatement à former du Ra C dont la loi de production est la suivante:

$$\frac{dR}{dt} = \lambda_2 Q - \lambda_3 R$$

$$= \lambda_1 n \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right) - \lambda_3 R$$

$$R_t = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} n \left\{1 - a e^{-\lambda_2 t} + b e^{-\lambda_3 t}\right\}$$

expression dans laquelle

$$a = \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \qquad \text{et} \qquad b = \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_2}.$$

Pour une durée d'exposition connue, la quantité entre crochets est déterminée et peut être représentée par M d'où:

$$R_t = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} n M.$$

Les courbes de décroissance ayant été déterminées par les rayons α, on a besoin de connaître la quantité de radium C présente sur le disque à un temps T quelconque à partir de l'instant où on a retiré le disque.

Cette quantité de radium C se compose:

1° du Ra C actuellement sur le disque au moment où on éloigne l'émanation; cette quantité devient après un temps T

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_3} n M e^{-\lambda_3 T}$$

2° du Ra C provenant du Ra B présent sur le disque au moment de la suppression.

Soit R′ à un temps T la quantité de Ra C se rapportant à 2°; on a par analogie avec le cas traité par Rutherford[1] :

$$\frac{dR'}{dt} = \lambda_2 Q - \lambda_3 R'$$

$$= \lambda_2 Q_t e^{-\lambda_2 T} - \lambda_3 R'$$

$$R' = \frac{\lambda_2 Q_t}{\lambda_2 - \lambda_3} \left(e^{-\lambda_3 T} - e^{-\lambda_2 T}\right).$$

A un temps T quelconque, après avoir retiré le disque à l'action de l'émanation, la quantité $R_t + R'$ de Ra C provient donc du radium B projeté par le Ra A présent au fond du tube.

Il y aura aussi une quantité de Ra C provenant du Ra A projeté par l'émanation elle-même et cette quantité peut être calculée; la variation de l'activité avec le temps, due à l'ensemble Ra A et Ra C peut être lue

1. *Radioactivity*, p. 551.

sur la courbe ordinaire de décroissance pour la durée d'exposition particulière.

On a adopté dans ce travail des expositions de 10 minutes et 5 heures.

Soit n le nombre des particules de Ra A présentes au fond du tube. Le nombre de ces particules reçues sur le disque sera, après un temps t, proportionnel à $n(1 - e^{-\lambda_1 t})$. Le facteur de proportionnalité dépend de l'angle solide sous-tendu par le disque et vraisemblablement aussi de la nature de la surface sur laquelle l'émanation est condensée, puisqu'on a montré qu'il n'y a environ que la onzième partie des particules qui se détruisent par seconde, qui quitte la surface. Puisque le premier facteur dont dépend ce coefficient de proportionnalité est le même pour le Ra A et le Ra B et qu'il en est vraisemblablement de même pour le second facteur, on peut prendre, pour simplifier, ce coefficient égal à l'unité. Après une exposition de 10 minutes, le nombre des particules de Ra A présentes sur le disque sera $0,9\,n$ et celui relatif au Ra C, $0,15\,n$. Au moment où l'on retire le disque, l'activité initiale du rayonnement α sera respectivement le produit de chacune de ces quantités par la constante radioactive λ_1, λ_3 correspondante, du radium A et du radium C.

On a montré précédemment qu'à l'instant de l'éloignement de l'émanation, l'activité due au radium C provenant directement du Ra B projeté sur le disque est représentée par R.

$$R = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} n \left(1 - ae^{-\lambda_2 t} + be^{-\lambda_3 t}\right).$$

L'évaluation numérique de cette expression montre que le nombre des particules de Ra C présentes sur le disque à l'instant initial, après une exposition de 10 minutes, a pour valeur $0,54\,n$ et l'activité α correspondante $0,54\,n\,\lambda_3$.

On a alors à l'instant où on retire le disque, après une exposition de 10 minutes :

1° Une activité de rayonnement α, due à la radiation du Ra A, donnée par $0,9\,n\,\lambda_1$ particules de Ra A et $0,15\,n\,\lambda_3$ particules de Ra C qui se brisent par seconde. La variation de cette activité avec le temps peut être étudiée sur la courbe correspondante ;

2° Une activité de rayonnement α due à la radiation du Ra B et donnée par $0,54\,n\,\lambda_3$ particules de Ra C qui se brisent par seconde. On peut calculer la variation de cette activité avec le temps à l'aide de l'expression $R_t + R$.

Si le Ra A et le Ra B sont projetés en quantités égales, on obtiendra la courbe de décroissance du dépôt actif sur le disque en ajoutant les activités (1) et (2) dans leur proportion relative représentée par :

$$\frac{0,9\,n\,\lambda_1 + 0,15\,n\,\lambda_3}{0,54\,n\,\lambda_3} = 17,6.$$

On a fait cette opération : les résultats sont inscrits dans le tableau I et reproduits graphiquement par la

Tableau I

Temps en minutes	Activité calculée : Due à la radiation du Ra A	Due à la radiation du Ra B	L'ensemble des activités	Le double à 70 min.
1	100	5,68	105,7	156
2	84	6,44	87,4	115
3	66	7,00	73,0	94,5
4	58	7,96	66,0	85,4
5	55	8,45	61,4	79,6
7	59,5	9,46	69,0	65,4
10	29	10,8	39,8	51,6
15	24	12,5	36,5	47,1
20	23	13,2	36,2	46,9
25	23	13,6	36,6	47,4
30	25	13,6	36,6	47,4
35	22	13,4	35,4	45,8
40	22	12,9	34,9	45,2
45	21	12,5	33,5	43,2
50	20	11,7	31,7	41,1
55	19	10,9	29,9	38,7
60	17	10,2	27,2	35,2

courbe en trait plein de la figure 2. On voit que les points expérimentaux représentés par des petits cercles ne se trouvent pas exactement sur la courbe. En admettant qu'il soit possible que le Ra A et le Ra B ne soient pas projetés en quantités égales, on peut trouver avec quelle approximation l'égalité supposée a lieu ; il suffit de faire varier la proportion suivant laquelle les quantités (1) et (2) sont ajoutées.

La courbe pointillée de la figure 2 représente la courbe de décroissance que l'on obtiendrait s'il y avait deux fois plus de Ra B projeté que de Ra A. L'examen du diagramme montre que les points expérimentaux se trouvent dans les limites définies par ces deux courbes. Il résulte donc de l'analyse relative à une exposition de 10 minutes qu'on est autorisé à penser que le Ra A et le Ra B sont projetés à l'intérieur du tube en quantités presque égales.

Le cas d'une exposition de trois heures est d'une analyse relativement simple, car dans ce cas, Rutherford a montré qu'il y a un état d'équilibre entre les différents produits à courte vie obtenus à partir de l'émanation.

En ce concerne la projection directe de Ra A, on a, au moment où l'on retire le disque, le même nombre de particules de Ra C qui se détruisent par seconde que de particules de Ra A. Si le Ra B est projeté dans le tube en quantité égale au Ra A, il y a, par ce fait, un même nombre de particules de Ra C qui se détruisent par seconde sur le disque, au moment de l'éloignement de l'émanation, de la même manière que lorsqu'il s'agit du Ra A.

Il en résulte que l'activité initiale α due à la première de ces causes sera double de celle correspondant à la seconde. La variation de l'activité du

rayonnement α du disque, provenant de la projection du Ra A sur ce disque correspond à la courbe connue de décroissance pour une exposition de trois heures.

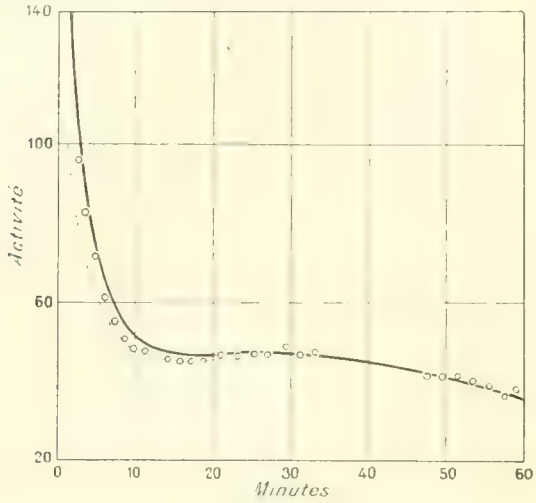


Fig. 2

Cette variation est inscrite dans le tableau II, colonne 2.

La variation de l'activité du rayonnement α relative au Ra B qui a été projeté sur le disque a été calculée à l'aide de l'expression $R_t + R'$, dans laquelle,

$$R_t = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} n \left(1 - ae^{-\lambda_1 t} + be^{-\lambda_2 t}\right) e^{-\lambda_1 t}$$

et

$$R' = \frac{\lambda_3}{\lambda_2 - \lambda_3} Q_t \left(e^{-\lambda_3 T} - e^{-\lambda_2 t}\right)$$

où

$$Q_t = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} n \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right).$$

Ces nombres sont inscrits dans la colonne 3, et la

Tableau II

Temps en minutes	Activité calculée due à la radiation du Ra A	Activité calculée due à la radiation du Ra B	Activité calculée ensemble des activités
1	100	50	150
2	95	50	145
3	88	49,9	137,9
4	84	49,7	133,7
5	80	49,5	129,5
7	75	49,2	124,2
10	69	48,5	117,5
15	65	46,7	109,7
20	59	44,2	103,2
25	55	41,8	96,8
30	52	39,4	91,4
35	49	36,4	85,4
40	46	33,2	79,2
45	45	30,7	75,7
50	39	28,1	67,1
55	35,7	25,7	61,4
60	32	23,4	55,4

somme des nombres des colonnes 2 et 3 est représentée par la courbe en trait plein de la figure 3. On voit que les points expérimentaux indiqués par de petits cercles ne se trouvent pas exactement sur la courbe.

En appliquant la même méthode que dans le cas d'une courte exposition, et en supposant qu'il y a deux fois plus de Ra B projeté que de Ra A, on obtient la courbe pointillée de la figure 3.

L'examen de ces courbes montre que les points expérimentaux se trouvent à l'intérieur de l'espace que limitent ces deux courbes. Ce résultat confirme l'impression déjà obtenue que les nombres des particules de Ra A et Ra B projetés dans le tube ne sont pas très différents.

On n'a pas jugé nécessaire, dans cette analyse, de

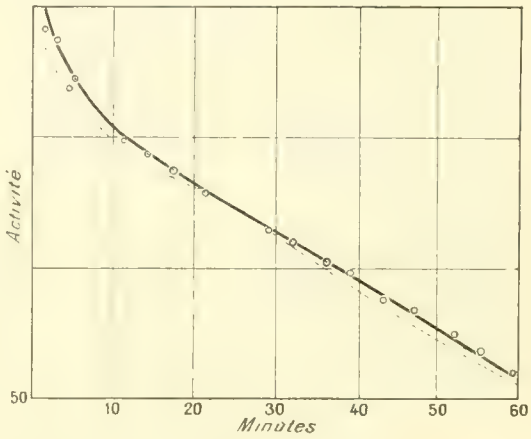


Fig. 3.

tenir compte de la différence de l'ionisation produite par les particules α du Ra A et du Ra C.

Conclusions.

On a montré que les résultats expérimentaux obtenus peuvent être expliqués en supposant que les particules de Ra A et de Ra B sont projetés en quantités presque égales par l'émanation du radium, condensée au fond d'un tube et au-dessus de laquelle on a fait le vide.

Si le Ra C était projeté dans la même proportion, les courbes expérimentales de décroissance seraient manifestement différentes. Quelques expériences de Makower et de l'auteur ont montré que le nombre des particules de Ra C qui ont effectivement un effet de recul, résultant de l'émission de particules β par le radium B, est une faible fraction du nombre des particules de Ra A et Ra B résultant respectivement de l'émission de particules α par l'émanation et le Ra A.

[Traduit de l'anglais par Gaston Dunoyer.]

Le Gérant : Pierre Auger.

66102. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

ANALYSES

Radioactivité

Sur le nombre des particules α émises par les émanations du thorium et de l'actinium. — **H. Geiger** et **E. Marsden** (*Phys. Zeitschr.*, **11** 1909 7-11). — Ce travail est très intéressant. Il apporte une confirmation directe aux conclusions déjà indiquées par Bronson. On sait que cet auteur a comparé l'ionisation totale due aux rayons α de l'émanation d'une part, de la radioactivité induite d'autre part, et cela pour l'actinium comme pour le thorium. Si les émanations sont des corps simples qui se désagrègent en émettant une particule α par atome transformé, s'il en est de même pour ceux des constituants de la radioactivité induite qui sont pourvus de rayonnement α (actinium B, thorium B et C), on doit

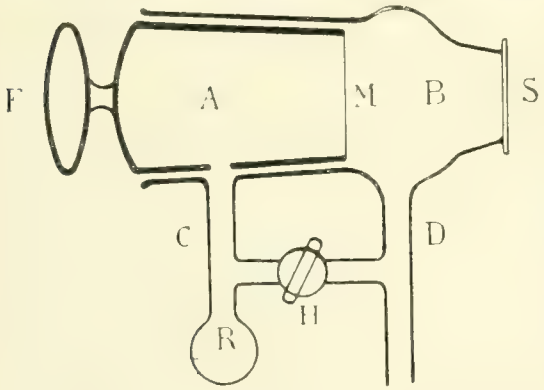


Fig. 1.

s'attendre à trouver, pour le rapport des ionisations, des nombres voisins de 1 et de 0,5 (en négligeant les écarts pouvant tenir à l'inégalité des parcours dans l'air). Au lieu de cela, Bronson trouve des nombres voisins de 2 aussi bien dans le cas du thorium que dans celui de l'actinium. Cette anomalie ne peut s'expliquer que dans deux hypothèses : ou les émanations ne sont pas des corps simples, et se composent de deux ou de quatre constituants à succession rapide, où chaque atome en se détruisant émet plus d'une particule α (2 ou 4).

Sur les conseils de Rutherford, les auteurs ont essayé de vérifier cette seconde hypothèse et en même temps de contrôler les résultats de Bronson. Pour ce dernier point, ils ont adopté une méthode directe de numération des particules en employant les scintillations. L'appareil (fig. 1) se compose de deux chambres A et B séparées par une lame mince de mica M. On fait le vide, puis on laisse arriver en A l'émanation du thorium ou de l'actinium dégagé en R. Quand l'équilibre est établi en A entre l'émanation et ses produits de transformation, on compte les scintillations sur l'écran S. Puis on tourne le robinet F, de façon à empêcher l'accès de nouvelles quantités d'émanation, et, après la destruction de celle qui se trouve en A on compte de nouveau les scintillations dues à la radioactivité induite seule (dans le cas de l'actinium on fait une correction pour tenir compte de la désintégration spontanée).

Voici les nombres obtenus :

Nombre de scintillations par min [illegible]		
Emanation.	Radioactivité induite	[illegible]
Actinium :		
Expérience 1	84,0	26,0
— 2	56,0	12,7
Thorium :		
Expérience 1	41,5	13,9
— 2	19,0	6,6

On voit que, dans tous les cas, les nombres de la première colonne sont triples de ceux de la seconde, ce qui confirme rigoureusement le résultat de Bronson.

Reste à savoir si les émanations émettent réellement 2 ou 4 particules *simultanément* ou si elles sont de nature complexe.

Pour décider ce point, les auteurs ont adopté le dispositif de la figure 2. Deux microscopes visent simultanément deux écrans phosphorescents très rapprochés. Pour éviter que les scintillations d'un écran ne soient vues sur l'autre on sépare les écrans par une feuille d'aluminium battu, très perméable aux rayons α. L'émanation issue de K diffuse entre les deux écrans. Deux observateurs enregistrent sur le même rouleau de papier, au moyen d'un contact électrique, les instants où une scintillation apparaît dans le champ du microscope. Il s'agit de voir s'il y a beaucoup de scintillations vues simultanément ou à un très court

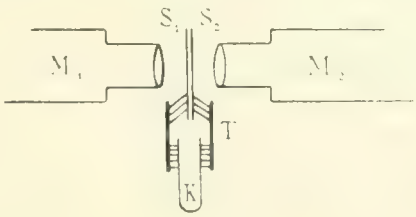


Fig. 2.

intervalle de temps (scintillations doubles) soit sur le même écran, soit sur les deux écrans dans des points en regard. Le tableau suivant donne une idée des résultats obtenus avec l'émanation de l'actinium ; pour contrôle on a fait quelques expériences avec l'émanation du radium (par des scintillations doubles).

Il ressort très nettement de ce tableau que le nombre des scintillations doubles est sans aucun doute infiniment supérieur à ce qu'il serait par l'effet seul du hasard. Bien plus, la proportion de ces scintillations doubles qui n'est pas tout à fait égale à ce que prévoit la théorie (66 0/0 dans les cas de l'équilibre), s'en rapproche suffisamment pour qu'on puisse affirmer la conclusion suivante : *L'émanation de l'actinium se détruit* [illegible] *2 particules* α. Si l'émanation de l'actinium [illegible]

Substance active	Nombre total des scintillations	Nombre par écran et par minute	Scintillations doubles — Sur un seul écran	Scintillations doubles — Sur les deux écrans	Proportion des scintillations doubles
Emanation de l'actinium :					
10 p. 100. radioactivité induite	106	4,8	12	25	66 p. 100
25 — — —	554	7,0	61	118	65 —
40 — — —	156	1,0	14	52	59 —
Radioactivité induite en équilibre	818	4,7	75	142	55 —
Radioactivité induite seule	472	6,8	5	14	10 —
Radioactivité induite seule	255	2,5	7	9	10 —
Emanation du radium					
Radioactivité induite	842	7,8	0	9	2,2 —
Radioactivité induite	102	1,1	0	2	4 —
Polonium	550	5,0	1	2	0,8 —

plexe, on pourrait affirmer que la durée de vie du produit intermédiaire est inférieure à 1/10 de seconde.

Les expériences sur l'émanation du thorium ont donné des résultats moins nets et d'une interprétation moins simple. Une seule chose ressort avec certitude des observations faites jusqu'ici, c'est qu'un grand nombre de scintillations se suivent *à un court intervalle de temps* et que l'émanation du thorium est, par conséquent un corps complexe, donnant lieu au moins à un produit intermédiaire dont la durée de vie est voisine de 1/5 de seconde.

Léon Bloch.

Le spectre de l'émanation du radium. — Herbert Edmeston Watson (*Proc. Roy. Soc.*, **83** (1909) 50-61). — Le gaz purifié par Sir W. Ramsay était introduit dans un tube capillaire muni d'un fil de platine. On faisait passer la décharge entre ce fil (anode) et le mercure (cathode).

L'auteur a employé un spectrographe en verre à vision directe et un réseau. Le spectre de comparaison était le spectre d'étincelle du xénon (étincelle en série avec le tube et bouteille de Leyde en dérivation).

Le spectre d'étincelle de l'émanation ne diffère pas de celui que l'on obtient en reliant directement le tube à la bobine, comme cela a lieu pour le xénon. Comme impureté, le spectre contenait 5 raies du mercure et la raie C de l'hydrogène, très faible. Avec le spectre d'étincelle, on voit apparaître quelques raies nouvelles qui sont dues, autant qu'on a pu en juger, au mercure, à l'oxygène et à une très petite quantité d'oxyde de carbone. L'oxygène doit provenir de la décomposition du verre du tube par l'émanation, la quantité d'oxygène augmente avec le temps.

Au bout de deux jours, on voit apparaître (spectres de réseau), quatre raies qui n'ont pu être identifiées :

4818,8 ± 0 ; 4810,0 ± 0 ; 4795,6 ± 5 et 4686,0 ± 2

Le spectre de Cameron et Ramsay contient une grande quantité de raies de l'hydrogène qu'il est difficile de distinguer.

Le spectre de Rutherford et Royds est confirmé par les expériences de l'auteur. Certaines raies sont analogues à celles du second spectre de l'hydrogène, mais on ne peut les identifier complètement.

La raie 4577 a une intensité 8, mais disparaît très rapidement. Les raies 4460 et 4507 se comportent de la même manière. D'un autre côté, des raies plus faibles sont très persistantes et s'observent encore au bout de 2 ou 3 jours. Il est probable que l'intensité relative des raies dépend de la pression, comme pour le xénon et que le gaz est absorbé par la paroi du tube.

Longueurs d'ondes	Intensité et persistance	Longueurs d'ondes	Intensité et persistance	Longueurs d'ondes	Intensité et persistance
7057	5	4915,7	4	4555,0	1
6749	0	4891,5	4	4507,57	10 π
6627	0	4856,4	4	4296,7	1
6605	0	4829,4	4	4280,5	1
6561	1	4817,78	7 %	4256,4	0
6509	5	4797,5	2	4224,2	4d
6270	0	4795,2	2 ±	4207,4	0
6224	2	4785,8	0	4205,27	10 ±
6204	0	4768,77	7 %	4195,1	2
6079,5	0	4752,4	1	4187,97	4 ±
5977,4	5	4732,2	1	4170,08	5 π
5944,9	2	4721,8	5 ±	4166,48	10 α
5858,8	0	4702,55	5 α	4160,57	1 ±
5765,2	1	4681,01	9 ±	4114,62	6 ±
5716,1	6	4658,8	0	4094,4	2 ±
5685,0	0	4644,56	9 ±	4088,1	2 ±
5608,4	0	4625,66	10 %	4075,9	1
5582,60	8 %	4609,70	7 ±	4055,9	2
5546,6	0	4604,58	9 ±	4051,1	2
5594,4	5	4586,2	1	4059,5	2
5586,5	2	4578,0	8	4055,9	0
5571,5	2	4547,0	4d	4017,92	7 %
5565,0	2	4527,87	2 π	3981,75	9 ±
5255,0	1	4515,4	1	3971,82	7 %
5238,0	0	4508,00	6 π	3965,0	2
5194,9	0	4503,52	5 %	3957,52	5 π
5119,5	5	4459,5	7	3951,6	2
5084,66	10 ±	4459,6	5	3951,97	2 %
5045,0	4d	4454,4	5	3950,9	0
5058,5	1	4402,9	1	3927,1	0
4991,7	0	4392,6	1	3904,9	0
4978,87	10 %	4385,47	4 %	3867,68	2
4958,0	2	4371,69	5 α		
4950,2	4 ±	4349,91	10 %		

L'auteur donne un tableau des raies de l'émanation dans lequel il donne l'intensité et la persistance des raies. Ce tableau contient également les déterminations de Rutherford et Royds, Cameron et Ramsay, Collie et Ramsay. Nous donnons simplement ici la liste des raies trouvées par l'auteur.

M. Moulin.

Influence de l'émanation du radium sur l'équilibre d'un système gazeux. — F. L. Usher (*Chem.*, *Soc.*, 5 fév. 1910). — L'étude quantitative des

changements de pression résultant de l'introduction d'émanation du radium dans l'ammoniaque et les composés d'azote et d'hydrogène, et l'analyse des composés gazeux finaux conduisent aux conclusions suivantes :

1° L'ammoniaque est décomposée rapidement à la température ordinaire, et l'ammoniaque solide moins rapidement à 190° ;

2° Cette décomposition est presque irréversible, et on n'a jamais observé une recombinaison entre l'azote et l'hydrogène dans une proportion supérieure à 0,86 pour 100 ;

3° A la température ordinaire cette décomposition se comporte approximativement comme une réaction homogène unimoléculaire, à condition d'introduire des facteurs de correction pour la décroissance de l'émanation et la variation de l'intensité de son action avec le temps ;

4° L'effet maximum observé a été la décomposition de 154 500 molécules d'ammoniaque par atome d'émanation. L'énergie nécessaire pour produire cet effet est environ 1 pour 100 de l'énergie dépensée pendant sa formation ;

5° Si le rapport du nombre des molécules d'ammoniaque à l'émanation n'excède pas 10 000, la proposition que chaque atome en se désintégrant produit le même effet, n'est plus rigoureusement vrai, en remarquant que le système est riche en émanation.

6° Toutes les expériences avec les gaz dans des récipients en verre en présence d'émanation sont compliquées par le fait que le gaz s'attache aux parois d'où il n'en peut être chassé que par la chaleur et par le vide. G. Danne.

La vie moyenne du radium ; correction. — **R. W. Gray** et **W. Ramsay** (*Chem. News*, **101** (1910) 79-80). — La vie moyenne du radium déduite du volume de l'émanation dégagée par 1 gramme de l'élément en équilibre radioactif a été représentée[1] d'une façon erronée par 1258 ans. La valeur correcte de cette constante, calculée d'après les données expérimentales publiées, est de 1744 ans. G. D.

Sur l'absorption de l'uranium X par le sulfate de baryum. — **A. J. Berry** (*Chem. News*, **101** (1910) 66). — Des mesures de l'absorption de l'uranium X par le sulfate de baryum ont été faites en précipitant le sulfate de baryum dans des solutions de nitrate d'urane en équilibre radioactif ; les mesures étaient faites par l'activité du rayonnement β du précipité. On a trouvé que la quantité $\frac{\log(a-n)}{\log\frac{n}{m}}$ est une constante : a désigne la quantité initiale d'uranium X, n la quantité absorbée et m la masse de sulfate de baryum absorbante. La valeur de cette constante dépend de diverses conditions, principalement de la dilution et de la quantité d'acide sulfurique. Toutes choses égales, la dilution et l'excès d'acide sulfurique favorisent l'absorption.

Gaston Danne.

Le recul du radium C dans sa formation à partir du radium B. — **Walter Makower** et **Sidney Russ** (*Phil. Mag.*, VI **19** (1910) 100-115). — Ce travail est consacré à l'émission du radium C, dans le vide, par effet de recul au moment où un atome de radium B émet une particule β ; la question avait été abordée antérieurement par les mêmes physiciens dans un mémoire publié ici même[2].

L'appareil employé est le même que celui dont il avait été déjà fait usage (*Le Radium*, fig. 6, p. 180, 6, 1909) à cela près que la plaque D, activée par séjour dans l'émanation et sous l'action d'un champ électrique, était montée sur une tige passant dans un rodage enfilé sur la partie inférieure du tube ; cela permettait d'établir au besoin une différence de potentiel entre la plaque rayonnante D et la plaque rayonnée E. Le vide était fait avec une pompe Gaède. Pour préparer la plaque rayonnante, on la laissait dans l'émanation du radium pendant au moins trois heures, puis, avant de l'introduire dans le tube, on la chauffait pendant une demi-heure ou trois quarts d'heure à 360° dans un tube où l'on faisait un certain nombre de fois le vide, puis rentrer de l'air ; cela faisait partir l'émanation résiduelle et laissait au radium A le temps de disparaître, condition nécessaire pour ne pas obtenir, sur la plaque rayonnée, du radium B.

Cette condition nécessaire n'était d'ailleurs pas suffisante. En opérant comme il vient d'être indiqué et en suivant l'activité de la plaque rayonnée, après une exposition de 20 minutes dans le tube, on a constaté que le temps nécessaire pour une diminution de l'activité à la moitié de la valeur initiale, passait de 33 minutes quand le commencement de l'exposition avait lieu 33 minutes après le moment où la plaque rayonnante avait été extraite de l'émanation, à 20 minutes quand le commencement de l'exposition avait lieu 184 minutes après le moment où la plaque rayonnante avait été extraite de l'émanation. Cela prouve que la plaque rayonnée recevait non seulement du radium C, mais aussi du radium B, bien que toute quantité appréciable de radium A eût disparu sur la plaque rayonnante, et que cette quantité de radium B devenait elle-même insignifiante quand la quantité de radium B sur la plaque rayonnante devenait elle-même assez faible. Ceci a conduit à l'hypothèse que la projection de radium B était due à un entraînement mécanique effectué par les particules de radium D, lancées par recul au moment où l'atome C laisse échapper un rayon α. En opérant sous une pression de gaz suffisante, on doit pouvoir arrêter la projection, sur la plaque rayonnée, du radium C émis par recul à partir du radium B, et n'avoir sur cette plaque que du radium B et du radium C, en proportions sensiblement égales, entraînés par le radium D. C'est ce que l'expérience vérifie. Seulement, les quantités recueillies sont très loin de correspondre à l'existence d'une double couche continue d'atomes sur la plaque rayonnante, hypothèse qui se présentait d'elle-même pour expliquer le phénomène d'entraînement. Il faut donc penser que le dépôt actif, sur la plaque rayonnante, est constitué par de petites plaques discontinues.

La proportion de radium C qui atteint le disque rayonné par recul direct est extrêmement faible ($\frac{1}{8000}$ à $\frac{1}{500}$) par rapport à celle qui pourrait l'atteindre, étant donnée l'activité de la plaque rayonnante. On a étudié la loi de variation de la proportion de radium C recueilli avec la distance des deux plaques. Elle ne coïncide ni avec l'hypothèse d'une émission égale dans toutes les directions, ni avec celle d'une émission régie par la loi du cosinus.

Il est facile de calculer la vitesse avec laquelle est lancé l'atome de radium C ; en admettant, par exemple, que la vitesse d'une particule β est 10^{10} cm. par seconde, on trouve ainsi $2,75 \times 10^{4}$ cm. par seconde. L'énergie cinétique correspondante est donc moins que le millionième de celle que possède au moment de son recul un atome de radium B, qui est animé d'une vitesse de $5,25 \times 10^{7}$ cm. par seconde, en admettant pour vitesse de la particule α $1,77.10^{9}$ cm. par seconde. L'absorption du radium C par l'air doit donc être extrêmement rapide ; il n'en est rien cependant et la quantité de radium C qui atteint la plaque [illegible]

1 *Trans.*, 45 (1909) 1891.
2 *Le Radium*, 6 (1909) 182.

recul reste mesurable jusqu'à des pressions de l'ordre de 0mm,1 de mercure. On constate en même temps que le revers de la plaque rayonnée est toujours actif: son activité peut atteindre la moitié de celle de la face directement opposée au rayonnement. Ce résultat fait supposer que l'absorption relativement faible du radium C par l'air vient de ce qu'après son arrêt comme projectile, il subit une diffusion importante; de plus, le moindre courant d'air entre les plaques fait changer ces résultats, que des variations tout à fait irrégulières de l'activité de la plaque rayonnante rendent encore plus complexes.

Toutes les tentatives faites pour arrêter le recul du radium C par un champ électrique ont échoué; ou bien donc il ne transporte pas de charge, ou bien, et se serait une autre interprétation des expériences sur l'absorption, il possède au moment de son recul une énergie cinétique plus grande, pour une raison inconnue, que celle qu'on est actuellement conduit à lui attribuer.

Louis Dunoyer.

Sur la chaleur dégagée par la pechblende. — **Horace H. Poole.** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 514-526). — La pechblende pulvérisée est placée dans un vase de Dewar sphérique entouré de glace. Un couple thermoélectrique composé de 5 soudures fer-nickel est disposé entre la pechblende et la paroi. On étalonne en déterminant la loi de refroidissement d'une masse connue d'eau placée dans le vase.

Pour éviter autant que possible l'influence d'actions chimiques, la pechblende était desséchée; on faisait passer un courant d'azote sec dans le ballon que l'on bouchait ensuite avec du coton recouvert de vaseline.

1 gramme de pechblende dégage environ $6/10^{-5}$ calorie par heure. L'analyse aurait fait prévoir $4,4.10^{-5}$ calorie en admettant qu'un gramme de radium dégage 110 calories par heure.

M. Moulin.

Halos pléochroïques. — **J. Joly** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 527-530). — Les halos pléochroïques disséminés dans la muscovite comprennent une sphère foncée entourée d'une autre de couleur plus faible et bien délimitée à son bord extérieur. L'auteur remarque que les diamètres de ces sphères correspondent au parcours des rayons α du radium A ou de l'émanation, d'une part et du radium C, d'autre part. On peut donc leur assigner une origine radioactive.

M. Moulin.

Sur les charges électriques acquises par les sels de potassium et autres substances radioactives isolés dans un vide élevé. — **Mc Lennan** (**J. C.** *Phys. Rev.*, **29** (1909) 489-506). — La récente découverte de Strutt concernant la présence d'une quantité relativement grande d'hélium dans les minerais de potassium et l'identification par Rutherford de l'atome d'hélium à la particule α, ont suscité la recherche d'un rayonnement α dans le rayonnement des sels de potassium.

Mc Lennan a entrepris l'étude du rayonnement des sels de potassium dans le but de mettre en évidence le rayonnement α. Le principe de la méthode employée repose sur la détermination de la charge électrique prise par les sels de potassium abandonnés sur un support isolé dans un vide élevé. L'auteur a observé que dans certains cas les sels de potassium prennent une charge positive, mais il n'a pu encore déterminer si cette charge résulte uniquement d'un rayonnement β ou si ce rayonnement est accompagné de rayons α.

Si on considère à l'intérieur d'un récipient fermé, un second récipient isolé du premier, relié à un électromètre et contenant une substance radioactive, on peut, en général, déterminer, par une réduction de la pression du gaz contenu à l'intérieur du récipient clos, la charge électrique acquise par la substance qui émet des particules chargées. En effet, le courant de saturation n'étant pas atteint, la conductibilité du gaz entre les deux récipients dépend de leur différence de potentiel; à chaque pression, il y a pour le récipient isolé un potentiel d'équilibre tel que le courant qui en résulte dans le gaz contre-balance les charges acquises par la substance qui émet des particules chargées; la conductibilité du gaz diminuant quand la pression diminue, la valeur du potentiel d'équilibre augmente, et le signe de ce potentiel fait connaître le signe de la charge correspondante et par suite celui des particules émises; la grandeur du potentiel d'équilibre, pour une pression déterminée, fournit une mesure de l'intensité du rayonnement. Dans ces mesures, le déplacement initial à la pression atmosphérique, mesure l'effet Volta.

L'auteur a d'abord appliqué cette méthode à des substances émettant des rayonnements connus. Une lame de cuivre recouverte d'un dépôt de polonium prenait une charge positive, croissant rapidement à partir d'une pression de 4 millimètres.

Le phénomène s'est montré un peu plus compliqué dans

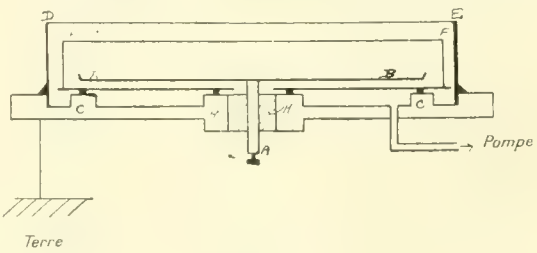


Fig. 1.

le cas des rayons secondaires de l'aluminium produits par les rayons γ du radium : jusqu'à une pression de 80 millimètres de mercure, la charge prise par le tube d'aluminium était négative; puis pour des pressions plus basses, cette charge devenait positive.

L'appareil utilisé pour l'étude des sels d'uranium est représenté par la figure 1. On observait, au moment de

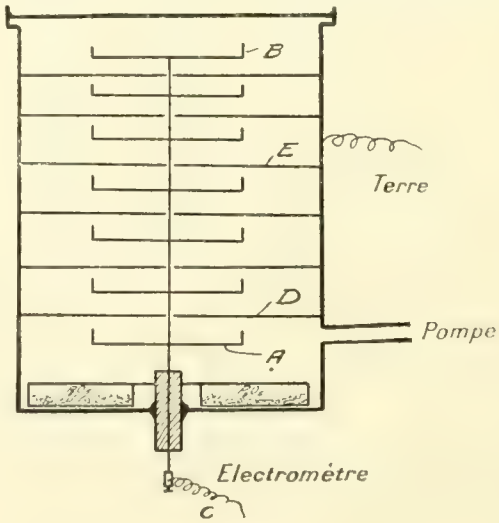


Fig. 2.

l'isolement de l'électromètre, une déviation de l'aiguille correspondant à l'effet Volta; cette déviation restait constante aussi loin que la raréfaction à l'intérieur de l'appareil

était poussée. Ce fait permet de conclure que le rayonnement des sels d'uranium constitué de rayons α et β contient en nombre égal des particules chargées positivement et négativement. Le même résultat a été obtenu dans une expérience faite avec un dispositif différent, représenté par la figure 2. Le nitrate d'urane était distribué sur chaque

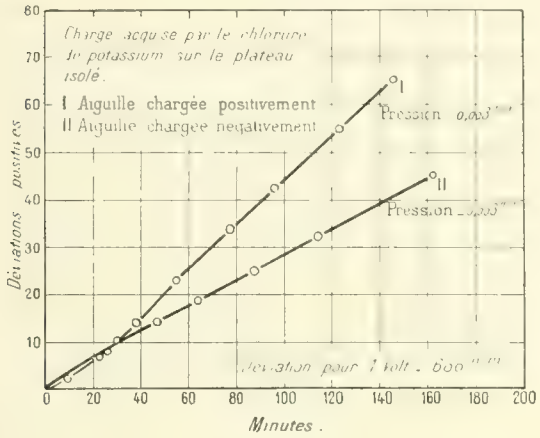


Fig. 3.

plateau; on n'observait encore aucune déviation de l'aiguille de l'électromètre en réduisant la pression à l'intérieur de l'appareil. Dans une autre série d'expériences le sel était recouvert d'écrans d'aluminium de 0,007 millimètre d'épaisseur qui pouvaient arrêter les rayons α sans diminuer d'une façon appréciable le rayonnement β. On constatait alors qu'à partir d'une pression de 8 centimètres de mercure, l'aiguille se déplaçait dans le sens correspondant à l'acquisition d'une charge positive.

L'auteur a appliqué cette méthode d'investigation aux sels de potassium (chlorure et sulfate), et s'est servi des appareils des figures 1 et 2 ; l'aiguille de l'électromètre était chargée tantôt positivement, tantôt négativement, et la pression maintenue à 0,003 millimètre pendant les mesures. Dans ces deux cas, le sel prenait une charge positive suivant une loi représentée par la figure 3 ; une expérience à blanc ne donnait rien de semblable. Des expériences analogues faites avec le sulfate d'urane ont donné les mêmes résultats.

Mc Lennan conclut de ces expériences que les chlorures et sulfates de potassium émettent dans un vide élevé des particules β ; aucune affirmation en ce qui concerne les particules α. Ce physicien poursuit actuellement ces recherches en recouvrant le sel d'écrans d'aluminium.

G. Danne.

Électronique

Sur une théorie de la structure du champ électrique et son application aux rayons Röntgen et à la lumière. — J.-J. Thomson (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 501-515). — Sir J.-J. Thomson a déjà insisté à différentes reprises sur l'hypothèse d'une constitution élémentaire du champ électrique et de la radiation, hypothèse qui permettrait d'interpréter un certain nombre de faits observés dans l'émission de corpuscules par les corps soumis à des radiations ultra-violettes ou aux rayons X.

Le champ électrique serait concentré dans une série de tubes de forces très étroits se terminant chacun à un corpuscule. Ce serait une sorte de « mosaïque constituée d'un certain nombre de champs séparés », autrement dit, le champ électrique aurait, comme les charges elles-mêmes, une constitution moléculaire.

Dans cette hypothèse, le champ électrique d'un électron ne serait pas distribué uniformément autour de lui, mais serait concentré dans une direction.

L'auteur suppose que le champ est concentré dans un tube de force ayant la forme d'un double cône d'angle solide ω dont le sommet coïncide avec le centre du corpuscule sphérique de rayon a. Il suppose que le champ électrique possède, à l'intérieur de ce cône, les mêmes propriétés que le champ d'un tube faisant partie d'un champ continu.

Au repos, l'énergie électrique que possède ce corpuscule est plus grande dans le rapport de 2π à ω, que celle qu'il posséderait si le champ était réparti uniformément.

Quand le corpuscule est en mouvement (quelle que soit sa vitesse), ses tubes de force tendent à se placer dans le plan perpendiculaire à la vitesse. Sa masse est $\frac{2\pi}{\omega}\frac{e^2}{c^2 a}$, e étant sa charge et c la vitesse de la lumière au lieu de $\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^2 a}$ (champ réparti uniformément). Si ω est très petit, le rayon a serait beaucoup plus grand que celui que l'on admet habituellement.

Si cet électron en mouvement est arrêté brusquement, il émet une pulsation qui se propage seulement dans le sens du tube de force au lieu de se propager dans toutes les directions. Ces pulsations, qui se propagent dans des tubes étroits avec une énergie constante, constitueraient les rayons Röntgen. Si l'électron est soumis à une accélération, la radiation se propage encore le long de son tube de force.

L'énergie de la radiation, au lieu d'être distribuée uniformément sur une surface d'onde, serait concentrée en certains points comme dans les théories de l'émission.

Dans cette théorie, il semble assez difficile d'interpréter les phénomènes d'interférence et de diffraction. L'auteur suppose que les rayons qui se propagent dans des tubes voisins peuvent avoir mêmes phases par suite d'effets de résonance.

Si l'électron se déplace avec une vitesse uniforme dans un champ magnétique, son champ électrique se place perpendiculairement au champ magnétique et à la vitesse.

M. Moulin.

Sur l'effet photo-électrique du platine et du cuivre sous l'influence de la lumière ultra-violette polarisée. — R. Pohl (*Verh. d. D. phys. Ges.*, **11** (1909) 339-359). — Dans leurs recherches sur l'effet photo-électrique, Elster et Geitel [1] ont trouvé que le courant d'électrons émis par des surfaces *liquides* d'alliages K—Na et d'amalgames de rubidium ou de caesium, sous l'influence de la lumière *visible* polarisée est proportionnel à l'énergie absorbée, et que le facteur de proportionnalité est plus grand lorsque la lumière est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, que lorsque le plan de polarisation et le plan d'incidence sont parallèles.

Une telle influence de l'orientation du vecteur lumineux sur l'effet photo-électrique n'a pu être mise en évidence ni par Lenard [2], ni par Ladenburg [3], chez les métaux solides qui, pour la plupart, ne sont sensibles qu'à la lumière ultra-violette. Cet insuccès s'explique, d'après M. Pohl, par le fait que les surfaces métalliques solides ordinaires ne constituent pas de vrais miroirs plans pour

1. Elster et Geitel, *Wied. Ann.*, 55 (1895) 684; 61 (1897) 445; *Phys. Zeitsch.* 10 (1909) 457.
2. Lenard, *Ann. d. Phys.* 8 (1902) 149.
3. Ladenburg, *Ann. d. Phys.* 12 (1905) 558.

la lumière ultra-violette, ils ne la réfléchissent pas régulièrement, mais la diffusent. On ne peut donc pas définir avec précision ni l'angle d'incidence, ni l'azimut de polarisation. On peut faire actuellement par pulvérisation cathodique des miroirs parfaits pour la lumière ultra-violette. En utilisant des miroirs de platine et de cuivre, fabriqués par M. Leithauser[1], l'auteur a retrouvé l'effet d'Elster et Geitel avec des lois un peu différentes.

Son appareil est représenté sur la figure 1. La lumière

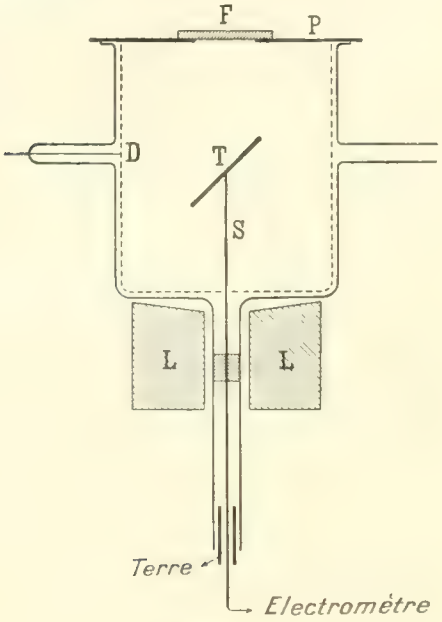


Fig. 1

ultra-violette d'une lampe à mercure, polarisée par réflexion sur deux surfaces de verre, traverse normalement la lame de fluorine F, et vient tomber sur le miroir métallique à examiner, qui est porté par la tablette métallique T. Celle-ci est située dans un vase de verre, qui peut tourner dans le bouchon de liège L. On peut aussi faire varier à

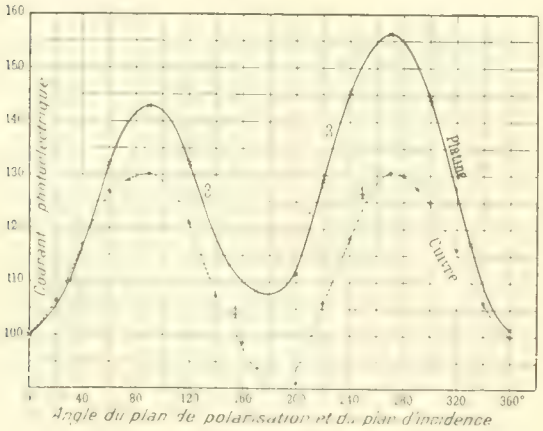


Fig. 2

volonté l'angle du plan d'incidence et du plan de polarisation, tout en maintenant l'angle d'incidence sensiblement constant et égal à 45°. On mesure le courant photo-électrique à l'électromètre, avec une résistance de Bronson. D est une toile métallique de protection.

[1] Leithauser, *Zeitschr. f. Instrumentenk.* 28, 1908, 117.

I. Les résultats des expériences sont résumés par la courbe de la figure 2. On voit l'influence nette de l'azimut de polarisation sur l'effet photo-électrique. L'écart entre les maxima et les minima atteint 50 pour 100. La différence entre les deux maxima est due à une légère dissymétrie de l'appareil, dont l'axe ne coïncide pas exactement avec la direction des rayons lumineux.

M. Pohl examine avec soin les causes d'erreur, qui toutes sont négligeables.

D'ailleurs si l'on dépolarise la lumière incidente au moyen d'une lame de quartz (qui possède une dispersion rotatoire énorme dans l'ultra-violet), la courbe ne présente plus ni maxima ni minima appréciables.

II. Le courant électrique dépend de l'angle d'incidence. Cette dépendance est représentée par les courbes de la figure 5 pour les deux azimuts principaux de polarisation.

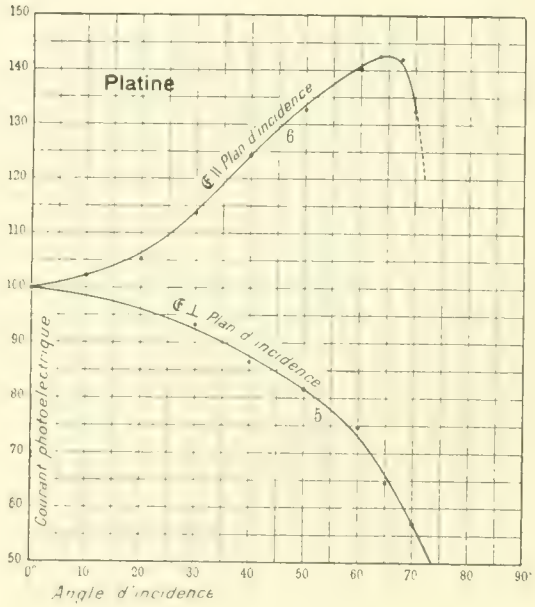


Fig. 5.

On voit que la différence entre les courants électriques pour les deux azimuts augmente avec l'angle d'incidence. Elle est de 47 pour 100 à 45°, 120 pour 100 à 75°.

Le cuivre donne une courbe analogue.

III. La répartition des vitesses entre les électrons est indépendante de l'état de polarisation.

IV. Lorsque la lumière est polarisée parallèlement au plan d'incidence, le courant photo-électrique est proportionnel à l'énergie absorbée, qu'on peut calculer d'après les constantes optiques du métal.

V. Lorsque le plan de polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence, on a également proportionnalité entre le courant et l'énergie absorbée. Ceci est différent des résultats qu'Elster et Geitel avaient obtenus pour les alliages liquides alcalins; dans ce cas le courant photo-électrique croît avec l'angle d'incidence, bien plus rapidement que l'énergie absorbée; seule la composante du courant perpendiculaire à la surface du métal est proportionnelle à l'énergie de la composante du vecteur lumineux perpendiculaire à la surface, qui est absorbée par le métal.

VI. Le coefficient de proportionnalité entre l'énergie absorbée et l'effet photo-électrique est le même pour les deux azimuts principaux, quel que soit l'angle d'incidence. Dans le cas de l'alliage Na—K, au contraire, ce coefficient est 50 fois plus grand lorsque le vecteur lumineux est dans le plan d'incidence que lorsqu'il lui est perpendiculaire.

VII. Les différences entre l'effet photo-électrique chez les alcalins, qui sont sensibles aux rayons visibles, et les métaux solides sensibles aux ultra violets, peut s'interpréter en disant que l'effet est dû dans le premier cas aux électrons *libres* qui peuvent suivre le vecteur électrique, dans le second cas aux électrons *liés* qui absorbent la lumière ultra-violette. E. Bauer.

Effet photo-électrique des métaux alcalins en lumière polarisée. Influence de la longueur d'onde. R. Pohl *Verh. D. deutsch. Phys. Ges.*, **11** (1909), 715-722. — On sait que d'après Elster et Geitel les métaux alcalins présentent au point de vue photo-électrique, une anomalie dans le spectre visible : il semble que la vibration polarisée parallèlement au plan d'incidence soit plus efficace que la vibration perpendiculaire. M. Pohl montre que cette anomalie n'existe plus dans l'ultra-violet.

Léon Bloch.

Sur les propriétés photo-électriques de l'alliage sodium potassium. J. Kunz (*Phys. Rev.* **29** (1909), 174). — Elster et Geitel ont montré que l'effet photo-électrique, pour une intensité de lumière et un angle d'incidence donnés, est plus grand dans le cas de lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence que dans le cas de lumière polarisée parallèlement à ce plan. Ils ont étudié aussi comment varie l'absorption de la lumière par le métal avec l'angle d'incidence dans ces deux cas de polarisation et leurs résultats établissent un lien étroit entre l'absorption de la lumière et le courant photo-électrique. On peut se demander alors quelle est l'influence du plan de polarisation et de l'angle d'incidence sur la vitesse initiale et sur le nombre, par unité de surface et par unité de temps, des électrons émis par le métal sous l'influence de la lumière.

L'auteur a cherché à déterminer expérimentalement cette influence : il s'est servi à cet effet d'un prisme de Nicol placé entre l'arc électrique et l'alliage sodium-potassium. Pour une certaine position du Nicol, la lumière tombant sous une incidence de 55° sur le métal était polarisée perpendiculairement au plan d'incidence : la déviation à l'électromètre était alors la même qu'en l'absence du Nicol ; cette déviation décroissait à mesure qu'on tournait le prisme jusqu'à amener le plan de polarisation à être parallèle au plan d'incidence. Les variations du potentiel positif du métal entre les deux positions extrêmes du plan de polarisation était 34,3 pour 100.

La théorie électromagnétique de la lumière apprend que la lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence a une composante électrique normale à la surface réfléchissante ; la force électrique est parallèle à cette surface dans le cas de la lumière polarisée parallèlement au plan d'incidence. Les électrons qui sortent du métal s'en échappent dans une direction normale à la surface parce que c'est le chemin où ils ont rencontré le moins de molécules du métal et, par conséquent, ont conservé plus complètement leur énergie cinétique d'origine thermique et surtout électromagnétique. Il résulte que, dans le cas de polarisation à angle droit, la force qui s'exerce sur chacun de ces électrons est accrue de la composante normale à la surface : c'est ce qui explique cette facilité plus grande du départ dans ce cas de lumière polarisée par rapport à celui de polarisation parallèle. La variation du courant photo-électrique dans les deux cas considérés est beaucoup plus grande que celle relative au potentiel positif : pour une incidence de 60°, le rapport des courants dans les deux cas est 19. L'auteur conclut de ces résultats que la position du plan de polarisation a une grande influence sur le nombre des électrons émis.

L'action de la température dans le phénomène photo-électrique n'a pas encore donné de résultats bien concordants contrairement aux résultats d'Elster et Geitel ; M. Kunz trouve que, dans le cas de l'alliage sodium-potassium, le courant diminue d'abord légèrement quand la température s'élève. G. Dary.

Sur le phénomène photo-électrique présenté par l'alliage potassium-sodium et les renseignements qu'il fournit relativement à la constitution de l'éther. Jacob Kunz *Phys. Rev.*, 29 (1909), 212-228. — La figure 1 représente l'appareil employé et le

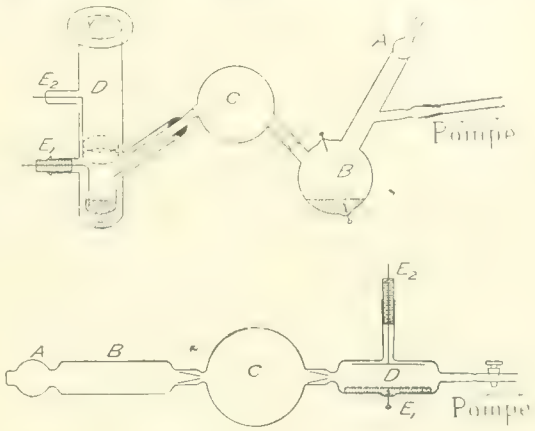


Fig. 1.

dispositif dont l'auteur a fait usage pour obtenir dans la cellule photo-électrique une surface d'alliage d'aspect parfaitement propre. L'appareil, préalablement lavé au chromate de potassium et à l'eau distillée puis séché, est rempli d'azote. On y introduit par l'ouverture A, 3 grammes de potassium et 1 gr. 77 de sodium, puis on scelle cette ouverture. On fait fondre les métaux et on chauffe les parois en faisant le vide jusqu'à ce que les gaz occlus dans les métaux et par les parois soient épuisés. On tourne alors l'appareil de 180° dans le rodage qui le relie à la pompe ; l'alliage coule de B en C ; un nouveau retournement le fait couler dans une petite capsule de verre, placée dans la cellule photo-électrique et isolée des parois par de l'ambroïde. Dans ces opérations la croûte, qui recouvre au début l'alliage liquide, se colle sur les parois d'étranglements présentés par les deux tubulures de C. Les électrodes E_1 et E_2 sont formées de fils de platine. L'électrode E_1 plonge directement dans l'alliage ; dans le premier appareil elle est isolée à l'ambroïde et reliée à l'électromètre ; dans le 2e appareil c'est l'électrode négative E_2 qui est isolée à l'ambroïde. Il ne semble pas avoir été fait usage d'anneaux de garde, ce qui expliquerait probablement une fuite que l'auteur n'a pu éviter. Quand l'appareil est rempli d'alliage on le scelle et on le sépare de la pompe. On le place alors dans une boîte en bois recouverte de papier d'étain. Dans une paroi verticale de cette boîte est pratiquée une fente horizontale, et sur cette même paroi on forme le spectre du cratère positif d'un arc. L'alliage reçoit donc à travers la fente, une radiation sensiblement monochromatique ; on peut faire varier la longueur d'onde de la lumière incidente en montant ou en descendant la boîte. L'électrode qui plonge dans l'alliage est reliée à une paire de quadrants isolée d'un électromètre ; l'autre électrode est au sol avec l'autre paire de quadrants

On mesure le potentiel limite (positif) atteint par le métal sous l'influence de la lumière.

Au degré de vide obtenu, on n'a observé aucune trace de fatigue photo-électrique.

La différence de potentiel d'équilibre est indépendante de l'intensité de la lumière incidente, pourvu du moins que cette intensité ne tombe pas au-dessous d'une certaine limite; par exemple ce potentiel est de 1,12 volt soit que l'on éclaire avec le faisceau intense de la lumière blanche de l'arc ou avec la lumière du jour, ou avec le faible faisceau obtenu en faisant passer la lumière de l'arc à travers un écran d'eau et de neige (?) de 1 centimètre d'épaisseur. Il résulterait de là qu'il n'est pas nécessaire de tenir compte dans l'étude de la dispersion photo-électrique, envisagée au point de vue de la vitesse des électrons émis, de l'inégale distribution de l'énergie dans le spectre.

La figure 2 représente la courbe qui relie la déviation de l'électromètre et la longueur d'onde incidente. Cette

Fig. 2.

courbe est une ligne droite entre $\lambda = 420$ μμ et $\lambda = 550$ μμ environ. Dans la région rouge et infra-rouge on obtient à l'électromètre une déviation très faible et très irrégulière.

Le fait que la déviation est indépendante de l'intensité de la lumière incidente semble en contradiction avec le résultat de Fleming[1]; mais celui-ci employait un galvanomètre dont l'indication dépend non pas de la vitesse avec laquelle sont lancés les électrons mais du nombre d'électrons émis par seconde. C'est ce nombre qui varie avec l'intensité de la lumière.

Il est facile de calculer la vitesse v avec laquelle sont lancés les électrons sous l'influence de la longueur d'onde $\lambda = 420$ μμ, par exemple. Si P est le potentiel atteint par l'électrode isolée on a

$$Pe = \frac{1}{2} m v^2$$

d'où, comme $P = 1,12$ volt, $\frac{e}{m} = 1,77.10^7$, on a

$$v = 6,5.10^7 \text{ cm. par seconde.}$$

De la courbe (2) on déduit que l'on pourrait écrire, dans un certain intervalle de longueur d'onde,

$$Pe = -k\lambda + q$$

ou

$$Pe = \frac{k\alpha}{n} + q$$

en appelant c la vitesse de la lumière. L'auteur écrit

$$Pe = a h n \qquad (1)$$

sans que nous en puissions voir la raison dans ses expériences, d'où il déduit alors la valeur de a, qui donnerait la fraction de l'énergie reçue par un électron et transformée en augmentation de l'énergie cinétique de cet électron. Cette formule est celle que donnerait la théorie de Planck sur la radiation thermique. L'auteur développe dans les premières pages de son mémoire une autre théorie fondée sur le même principe que celle des rayons X. Il considère un électron dans la source de lumière et calcule l'énergie qu'il émet pendant les variations de vitesse que lui font éprouver les molécules contre lesquelles il se heurte; cette énergie varie proportionnellement au carré de la fréquence, en supposant que la durée d'une collision est proportionnelle à la température absolue; seulement, au lieu de considérer cette énergie comme répartie uniformément dans l'onde et par suite la densité comme indéfiniment décroissante quand l'onde s'éloigne de l'électron, il imagine que l'énergie est localisée suivant un certain nombre N de lignes de forces électriques issues de l'électron. Les atomes du métal irradié que ces tubes de force rencontreraient, émettraient seuls des électrons, et l'énergie cinétique de ceux-ci seraitalors proportionnelle, avec un coefficient α, à l'énergie incidente, et par suite au carré de la fréquence. On aurait donc

$$Pe = a h n^2 \qquad (2)$$

Cette formule serait conforme à la conclusion que Ladenburg a tirée de ses expériences sur la variation du phénomène photo-électrique entre 270 et 220 μμ avec le platine, le cuivre et le zinc. Pourtant, d'après l'auteur, les nombres de Ladenburg s'accorderaient aussi avec la formule (1).

L. Dunoyer.

L'effet photo-électrique avec les métaux alcalins. — Relation entre le courant photo-électrique et l'intensité lumineuse. — F. K. Richtmyer (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 404-409). — L'auteur a montré précédemment (*Phys Rev.* **29** (1909), 71) que le courant photoélectrique issu d'une surface de sodium sous l'action de la lumière était proportionnel à l'intensité d'illumination de la surface lorsque cette intensité est très faible.

Il a depuis effectué de nouvelles expériences en opérant au contraire avec des intensités très élevées. Comme source lumineuse, il se sert d'un arc à main dont la distance à la surface de sodium varie de 0 m. 60 à 3 m. 60, le champ électrique est créé par une batterie de 12 volts et le courant mesuré à l'aide d'un galvanomètre d'Arsonval.

Les résultats, très constants à condition de ne se servir de l'arc que pendant quelques secondes après qu'il a été allumé, permettent d'affirmer que, dans ces conditions encore, il y a rigoureusement proportionnalité entre l'intensité d'illumination de la surface éclairée et le courant photoélectrique observé.

J. Saphores.

Relation entre le courant photo-électrique et la longueur d'onde de la lumière incidente. — F. K. Richtmyer (*Amer. Phys. Soc.*, 23 octobre 1909). — Le dispositif employé pour cette étude se compose d'une lampe Nernst, d'un spectroscope et d'une fente; la lumière de longueur d'onde déterminée que laisse passer la fente, tombe sur l'appareil contenant la cellule de sodium et qui a été déjà employé par l'auteur pour des recherches précédentes[1]. La mesure du courant photoélectrique est obtenue par la déviation de l'électromètre dans le mode opératoire précédemment décrit. Cette étude a été faite entre $\lambda = 0,65$ μ et $\lambda = 0,42$ μ.

Le spectre de l'acétylène a donné de meilleurs résultats. Les courants observés subissaient des corrections relatives

1. *Ph. Mag.*, 17 (1909) 586.

1. Voir l'analyse ci-dessus.

à la dispersion variable du prisme et à la distribution de l'énergie dans le spectre. La courbe des courants photoélectriques corrigés et des longueurs d'onde est semblable à la courbe d'intensité mais présente un maximum pour $\lambda = 0,46\,\mu$ qu'on peut expliquer par un effet de résonance avec la libre période des électrons dans l'atome de sodium à l'état solide. Alors que l'énergie prise à la lumière incidente est de 100 ergs par seconde, l'énergie des électrons expulsés est de moins d'un erg par seconde.

G. Dannt.

L'effet électrique du spectre ultra-violet. — **E. W. B. Gill** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 290-300). — L'auteur déplace dans le spectre d'étincelles de l'aluminium, obtenu à l'aide d'un spectroscope en quartz, une fente derrière laquelle se trouve une lame de zinc reliée à un électromètre. La fente est fermée par une lame de quartz recouverte d'une toile métallique. On augmente la sensibilité de ce récepteur en utilisant l'ionisation par les chocs.

La courbe représentant le nombre d'ions libérés à la surface du zinc en fonction de l'indice de réfraction du quartz présente deux maximums pour des indices égaux à 1,66 et 1,68, avec un minimum intermédiaire : ce minimum semble coïncider avec une bande d'absorption du quartz.

M. Mouton.

Contribution à l'étude du passage des rayons β à travers la matière. — **H. W. Schmidt** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 929-948). — L'auteur rappelle que le coefficient d'absorption apparent des rayons β à travers la matière n'est pas rigoureusement constant. Pour les couches très minces l'absorption est plus grande que ne le laisse prévoir la loi exponentielle, et pour les couches très épaisses le coefficient d'absorption augmente aussi légèrement. De plus la valeur moyenne de ce coefficient dépend du dispositif expérimental. On rend bien compte de ces particularités en admettant avec l'auteur une certaine perte de rayons par réflexion dans l'épaisseur même de la substance absorbante. Toutefois la variation faible du coefficient d'absorption aux grandes épaisseurs s'explique assez malaisément dans cette hypothèse, et à la suite d'un grand nombre d'expériences nouvelles, H. W. Schmidt se range à l'opinion que la vitesse des particules β n'est pas rigoureusement invariable au passage de la matière mais subit une faible diminution qu'il a pu déterminer.

1° Cette faible diminution de vitesse varie d'une substance à l'autre. Elle est d'autant plus appréciable que le poids atomique est plus faible et que les rayons sont davantage déviés de leur direction primitive.

2° Les courbes d'absorption dépendent beaucoup des conditions expérimentales. Si le faisceau de rayons étudié contient des rayons qui ont déjà subi l'influence de la matière, le pouvoir de pénétration est moindre que pour un faisceau non influencé. Si le faisceau est parallèle, sa pénétration est d'abord plus grande que celle d'un faisceau uniformément réparti. Cependant cet effet n'est visible que sur les substances à poids atomique faible, car pour les autres la diffusion est si forte que l'uniformité de répartition est très vite rétablie.

3° La radiation transmise par des filtres pas trop minces se laisse bien représenter par la formule

$$D_0 \quad [illegible]$$

qu'on obtient théoriquement en admettant que le pouvoir de pénétration diminue linéairement avec l'épaisseur.

4° Les constantes expérimentales $\frac{1}{D}$ et μ (coefficient d'absorption spécifique et énergie réfléchie maximum) ne dépendent que du poids atomique de la substance envisagée et de deux constantes caractéristiques du rayonnement en question.

5° Ces relations simples s'interprètent bien si l'on admet qu'au passage de la matière les rayons β sont absorbés et diffusés : la partie absorbée doit être proportionnelle à la section totale des atomes matériels, la partie diffusée doit être proportionnelle d'une part au volume total des atomes, d'autre part au nombre total des électrons qui y sont attachés.

6° L'hydrogène, comparé à l'air, montre une ionisation spécifique très grande pour les rayons β. Ceci s'explique bien si l'ionisation est proportionnelle à l'absorption, et celle-ci, comme il vient d'être dit, inversement proportionnelle à la racine cubique du poids atomique.

7° La vapeur de brome possède une ionisation spécifique inférieure à celle de l'air, mais pas aussi faible que le prévoit la théorie précédente.

Léon Bloch.

Sur la loi d'absorption des rayons β. — **O. Hahn** et **L. Meitner** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 948-955). — Contrairement aux idées généralement admises W. Wilson a énoncé récemment les résultats suivants :

1° L'absorption des rayons β homogènes ne se fait pas suivant une loi exponentielle, mais suivant une loi pratiquement linéaire ;

2° Les rayons β de l'uranium X, du radium E et de l'actinium sont hétérogènes, c'est pourquoi leur absorption suit la loi exponentielle ;

3° La vitesse des rayons β diminue à la traversée de la matière.

Ces conclusions sont critiquées dans le présent mémoire. Tout en admettant l'exactitude des observations faites par W. Wilson, les auteurs estiment qu'on en doit tirer une conclusion toute différente, conforme à celle qu'ils ont déduite de leurs propres expériences.

La méthode de Wilson consiste à envoyer dans l'électroscope de mesure un faisceau de rayons β préalablement déviés par le champ magnétique qui les oblige à traverser un canal en quart de cercle de rayon connu. On place les écrans absorbants soit à l'entrée, soit à la sortie du canal. Les courbes qui représentent l'intensité d'ionisation en fonction du champ magnétique appliqué ne sont pas les mêmes dans les deux cas. Quand l'écran absorbant est mis à l'entrée, les courbes ont la même forme qu'en l'absence de tout écran : le maximum est moins prononcé, mais correspond à la même valeur du champ. Quand l'écran est mis à la sortie, le maximum est nettement déplacé du côté des champs plus intenses. W. Wilson conclut de là que les rayons β subissent une diminution de vitesse en traversant l'aluminium et que pour ce motif le maximum s'obtient avec des champs plus faibles dans un cas que dans l'autre. Les courbes d'absorption ne sont pas exponentielles.

O. Hahn et L. Meitner objectent d'abord que, vu la largeur du canal, les rayons employés par Wilson sont loin d'être homogènes. Un faisceau homogène de grande ouverture peut donner des courbes identiques à celles de Wilson. Quant au déplacement du maximum il peut s'interpréter très aisément sans faire appel à une réduction de vitesse. Les rayons les plus lents sont en effet complètement arrêtés par l'aluminium et perdus pour l'effet d'ionisation ; il est donc naturel que le maximum d'ionisation corresponde à un champ magnétique tel que les rayons les plus lents soient éliminés dès l'abord. Quand l'écran d'aluminium est placé à l'entrée, des considérations simples montrent que si la vitesse n'est pas modifiée le maximum ne doit pas se déplacer sensiblement ; si comme le veut Wilson la vitesse

était diminuée, on devrait s'attendre à ce que le maximum se déplace du côté des champs faibles. Les expériences de Wilson sont donc parfaitement compatibles avec l'idée que les rayons β ne subissent aucun ralentissement au passage de la matière. Léon Bloch.

Sur la loi d'absorption des rayons β (Répense aux critiques de O. Hahn et L. Meitner). **W. Wilson** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 101-105). — L'auteur reste convaincu par ses expériences que le rayonnement β homogène ne suit pas une loi d'absorption exponentielle et qu'à la traversée de la matière les rayons β subissent une perte de vitesse appréciable. Léon Bloch.

Absorption des rayons cathodiques de différentes vitesses dans l'hélium. — J. Robinson (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 11-15). — On obtient des rayons cathodiques de différentes vitesses en utilisant l'effet photo-électrique sur une lame de zinc placée dans le vide et en chargeant la lame à des potentiels négatifs croissants. Lenard et Robinson ont déjà trouvé que l'absorption des rayons cathodiques par les gaz augmente quand la vitesse diminue pour atteindre une limite constante aux faibles vitesses. Mais, l'hydrogène semblant se comporter d'une façon un peu anormale, il convenait de refaire les expériences dans l'hélium.

La figure ci-dessous représente le résultat des mesures.

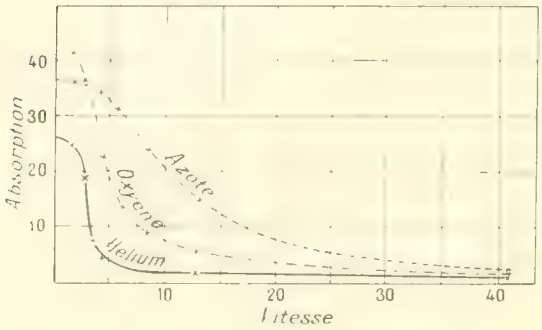


Fig. 1.

Elle permet de comparer l'absorption des rayons cathodiques de différentes vitesses dans l'azote, l'hydrogène et l'hélium. On constate que l'accroissement d'absorption a lieu dans le cas de l'hélium pour des vitesses beaucoup plus faibles que pour les autres gaz. L'absorption maximum observée aux faibles vitesses doit, d'après la théorie de Lenard, être égale à la section totale des molécules gazeuses. Dans le cas de l'hélium, cette absorption maximum est égale à 24,4. On en déduit pour le diamètre de la molécule le nombre $2,52 \cdot 10^{-8}$, alors que la théorie cinétique des gaz fournit la valeur $1,91 \cdot 10^{-8}$. Léon Bloch.

Influence d'un champ magnétique sur l'amortissement de vibrations lumineuses. — Jean Becquerel (*Comptes rendus*, **149** (1909) 1564-1566). — M. Jean Becquerel, d'accord avec M. A. Dufour, pense que les dissymétries d'intensités présentées par les composantes magnétiques des raies d'émission des vapeurs, peuvent s'expliquer par une action du champ magnétique sur l'amortissement. Mais cette explication n'est pas suffisante dans le cas des cristaux, d'après les expériences de Kamerlingh Onnes et l'auteur sur les cristaux aux températures de l'hydrogène liquide et solide; M. Becquerel attribue les dissymétries à des variations de stabilité des systèmes vibrants par suite des changement de période imposés par le champ magnétique. G. Dussy.

Sur le phénomène de Kerr pour les alliages de Keusler. — S. Tokmatcheff (*Journ. Soc. phys.-chim. russe*, sect. de phys., **42** (1910), 151). — On sait qu'il existe des alliages qui possèdent des propriétés ferromagnétiques, tout en n'étant composés que de métaux non magnétiques; mais, contrairement à ce qui se passe pour les substances magnétiques, ces alliages ne présentent pas le phénomène de Kerr, c'est-à-dire qu'ils ne produisent aucune rotation du plan de polarisation, lorsqu'un faisceau de lumière polarisée vient se réfléchir sur leur surface placée dans un champ magnétique. L'auteur a examiné deux échantillons d'alliages de Cu + Mn + Al (à 60-75 pour 100 de Cu); en employant de la lumière blanche, il a pu vérifier l'absence de rotation; mais dans la lumière violette et ultra-violette une faible rotation a été observée, de l'ordre de 14′ pour un champ de 25000 gauss et pour $\lambda = 450$ μμ en moyenne. L'auteur suppose qu'un constituant magnétique de la forme $Mn_x Al_y$ formant une solution solide dans le cuivre non magnétique, détermine les propriétés de l'alliage; de plus, la solution ne serait pas homogène et la surface polie formerait une sorte de mosaïque, dans laquelle les parcelles de $Mn_x Al_y$ seules produiraient une polarisation rotatoire; leur effet serait entièrement masqué, dans les circonstances ordinaires, par celui des parcelles de cuivre; mais pour les petites longueurs d'onde, le pouvoir réflecteur du cuivre baisse notablement et l'effet du constituant magnétique peut arriver à se faire sentir. Léon Kolowrat.

Détermination quantitative de la dispersion anormale de la lumière dans de la vapeur de sodium saturante à la température de 385° C. — St. Loria (*Ann. d. Phys.*, **30** (1909) 240-256). — On vaporise du sodium dans un tube de quartz de 45 cm., chauffé sur une longueur de 10 cm. par un fil de constantan enroulé en spirale autour d'un mince carton d'amiante. La colonne de vapeur ainsi produite est parfaitement stable et limitée à la partie chauffée du tube par des surfaces bien définies. La mesure optique se fait par la méthode interférentielle de Puccianti. Les résultats sont en bon accord avec la théorie de la dispersion.

En partant des formules de Drude, on trouve que le nombre $N_1 = 2,5 \cdot 10^{15}$ des électrons, par unité de volume, qui émettent la raie D_1 est plus petit que le nombre $N_2 = 3 \times 10^{15}$, relatif à la raie D_2. Le nombre total des atomes de sodium par unité de volume à 385°C. est $5,9 \cdot 10^{15}$.

Il y a donc sur 200 atomes de sodium, 1 atome environ qui émet la raie D_1. Hallo et Geiger ont trouvé le même nombre par l'étude des phénomènes magnéto-optiques. E. Bauer.

Radiations

Expériences destinées à rechercher si les rayons secondaires γ sont polarisés. — R. P. Kleeman (*Proc. Roy. Soc.*, **83** (1909) 49-496). — Si un corps reçoit des pulsations électromagnétiques, les électrons qu'il contient subissent des accélérations perpendiculaires à la direction de propagation. De ces accélérations il résulte une émission secondaire de même nature, dont l'intensité est maxima dans le plan perpendiculaire à l'accélération et nulle dans le sens même de l'accélération.

Il est facile de voir que s'il arrive sur le corps une série de pulsations, se propageant toutes dans la même direction mais dont le champ électrique est dans une direction

quelconque, l'intensité des rayons secondaires émis à 90° de la direction de propagation doit être la moitié de l'intensité des rayons secondaires émis dans le sens de propagation des rayons primaires ou en sens inverse.

Une telle dissymétrie a été observée par Barkla pour les rayons X doux avec des radiateurs en charbon. Pour les rayons pénétrants le rapport était plus petit que 2. Pour des corps de poids atomique plus élevé, la dissymétrie n'existait pratiquement pas.

Si les rayons γ sont de même nature que les rayons X, on doit s'attendre à retrouver un résultat analogue. M. Kleemann a opéré à l'aide d'un radiateur constitué par un cylindre de bois monté dans l'axe d'une sorte de goniomètre dont l'alidade portait un petit tube de radium. L'électroscope servant à mesurer le rayonnement secondaire γ était fixe et protégé par des blocs de plomb.

En fonction de l'angle θ que fait la direction des rayons secondaires étudiés avec la direction des rayons primaires, on obtient, pour l'intensité des rayons secondaires, des

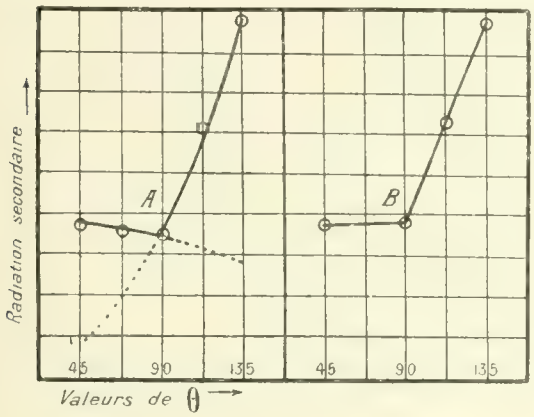


Fig. 1.

courbes analogues à celles de la fig. 1. On voit que ces courbes présentent un coude très marqué pour un angle de 90°, mais, pour deux angles supplémentaires, l'intensité est différente. L'intensité est plus grande quand la direction des rayons secondaires est voisine de la direction des rayons primaires que si elle lui est opposée. Cette dissymétrie avait été observée par Bragg et par Madsen.

D'autres expériences ont été faites avec des radiateurs différents. M. Mouton

Sur la répartition de l'intensité d'émission des rayons Rontgen. — **A. Sommerfeld** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 969-976). — M. Sommerfeld s'est proposé de rechercher si la théorie électromagnétique du rayonnement est capable d'expliquer les dissymétries d'intensité observées dans l'émission des rayons Rontgen ou s'il faut adopter avec Stark l'idée d'une structure corpusculaire de la lumière telle qu'elle résulte des hypothèses d'Einstein-Planck. Il faut remarquer d'abord que dans un faisceau de rayons Röntgen il y a certainement deux parties d'origine bien différente. La première, la seule que la théorie électronique puisse expliquer complètement, est due aux accélérations des corpuscules cathodiques au moment du choc. La seconde, généralement plus importante, au moins quand le poids atomique est élevé, provient des vibrations excitées par le choc dans les atomes de l'anticathode et du rayonnement consécutif produit par les électrons liés à ces atomes. Cette seconde partie du rayonnement est évidemment répartie uniformément en tous sens et ne peut présenter de polarisation dans aucun azimut. C'est seulement pour les impulsions de l'éther contenues dans les ondes d'accélération qu'on peut chercher à appliquer les principes de la dynamique de l'électron.

En utilisant les formules classiques qui représentent le champ électromagnétique à grande distance pour l'électron quasi-stationnaire, M. Sommerfeld trace les diagrammes qui représentent dans les différents azimuts la répartition du champ électrique, du flux d'énergie, du moment électromagnétique. Ces courbes présentent toutes des dissymétries très marquées, qui s'atténuent naturellement lorsqu'on superpose l'effet d'une radiation supposée uniforme et non polarisée. Quoi qu'il en soit la forme des courbes est en très bon accord avec le résultat des expériences de Kayes, savoir : 1° les rayons Röntgen sont émis d'une façon plus intense à l'arrière qu'à l'avant d'une anticathode métallique mince. 2° Le rayonnement émis est plus pénétrant à l'arrière qu'à l'avant. 3° La dissymétrie augmente avec la vitesse des rayons cathodiques incidents.

On trouve un accord meilleur encore et d'un caractère quantitatif si l'on compare les courbes théoriques aux courbes obtenues par Bassler pour la répartition azimutale du rayonnement Rontgen polarisé. M. Sommerfeld conclut de là que la théorie électromagnétique est suffisante pour rendre compte des particularités de ce rayonnement et qu'il est inutile de recourir à l'hypothèse de Stark.

Léon Bloch.

Théorie de l'éther et théorie atomistique de la lumière. J. Stark (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 24). — M. Stark répond aux critiques de Sommerfeld qui pensait tirer des expériences de Kayes et de Bassler sur les rayons Rontgen un argument décisif pour la théorie de l'éther et contre la théorie de Stark. Stark objecte que les expériences de Kayes présentent une cause d'erreur due à la perméabilité des anticathodes minces pour les rayons cathodiques rapides. Les expériences de Bassler négligent à tort l'influence de l'azimut sur l'absorption par l'anticathode et la paroi de verre. De plus, d'après les observations mêmes de Stark, l'azimut d'intensité maximum est inférieur de 17°-5° au minimum admis par la théorie de Sommerfeld, au moins dans le cas d'une anticathode de charbon. Dans le même cas l'intensité entre les azimuts 20°-30° est à peine inférieure à l'intensité entre les azimuts 50°-60° et bien plus pénétrante que dans les azimuts 150°-160°. Cette répartition est contraire à la théorie des impulsions de l'éther, mais compatible avec l'hypothèse d'une structure corpusculaire de la théorie. Léon Bloch.

Nouvelles recherches sur la dissymétrie d'émission des rayons Röntgen. — **J. Stark** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 107-117). — L'auteur a refait des photographies destinées à la mesure de l'intensité des rayons Rontgen dans les différents azimuts. De nombreuses précautions ont été prises pour avoir une mensuration exacte. Conclusions : 1° le coefficient d'absorption moyen des rayons Röntgen est une fonction de l'azimut d'émission. Il est plus grand pour les azimuts supérieurs à 90° que pour les azimuts inférieurs à 90°. 2° Dans le champ azimutal 0°-90°, le coefficient d'absorption paraît diminuer d'abord pour augmenter ensuite. 3° Dans un rayonnement Rontgen hétérogène, les rayons les plus durs sont émis à l'arrière de l'anticathode [illegible] à l'arrière que sont émis les rayons les plus intenses.

Les questions sur lesquelles il reste à revenir avec précision sont celle-ci : le minimum vrai du coefficient d'absorption a-t-il lieu pour $\varphi = 0$ ou pour un azimut supérieur à [illegible]

les mêmes dissymétries que les anticathodes de charbon? Y a-t-il à cet égard une influence des rayons cathodiques générateurs? Enfin l'hétérogénéité même des rayons Rontgen n'est-elle pas variable d'un azimut à l'autre?

Léon Bloch.

Sur la répartition de l'intensité dans l'émission des rayons Rontgen. — A. Sommerfeld (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 99). — Suite de la polémique entre l'auteur et M. Stark au sujet des dissymétries d'intensité et de polarisation des rayons Röntgen. M. Sommerfeld pense que ces dissymétries peuvent s'expliquer par la théorie électromagnétique classique, sans faire appel, avec M. Stark à l'idée d'une émission corpusculaire de l'énergie.

Léon Bloch.

Sur la loi de l'optimum de phosphorescence. Essai de théorie. — L. Brüninghaus. (*Comptes rendus*, **149** (1909) 1575-1577). — L'auteur donne une interprétation physique de la loi de l'optimum récemment énoncée par G. Urbain[1]. Cette interprétation repose sur les relations entre l'absorption et la phosphorescence[2], établissant que l'intensité de la lumière rayonnée est une fonction de deux facteurs correspondant à deux actions de sens opposé : 1° concentration du phosphorogène; 2° absorption par la matière phosphorogène de la lumière rayonnée. Selon que l'un de ces deux facteurs l'emporte, l'intensité de la lumière se trouve accrue ou diminuée. L'optimum pour une radiation déterminée correspond à une certaine concentration du phosphorogène; c'est ce qui explique les changements de couleur et de spectre de phosphorescence d'une radiation qui n'est pas monochromatique, lorsqu'on dilue le phosphorogène.

La vérification expérimentale, tentée par le photomètre d'un optimum de phosphate tricalcique manganésifère a fourni des mesures, vérifiant, au degré de précision qu'elles comportent, cette théorie.

Gaston Daxxe.

Émission et absorption des raies spectrales. — Rudolf Ladenburg (*Verh. deutsch. Phys. Ges.*, **12** (1910), 54-80). — Les lois thermodynamiques du rayonnement, qui s'appliquent aux spectres continus considérés comme spectres de pure température, sont-elles aussi valables pour les spectres de raies? En d'autres termes les spectres de raies sont-ils des spectres d'incandescence ou de luminescence? Cette question est d'une importance théorique considérable, et il faut rendre hommage à l'effort expérimental fait par M. Ladenburg pour la résoudre.

L'auteur se sert du dispositif qui lui a permis de mettre en évidence l'absorption sélective de l'hydrogène incandescent pour les raies d'émission du même gaz (raies Hα et Hβ). On sait que ce dispositif consiste essentiellement en un tube capillaire rempli d'hydrogène et excité fortement par une bobine d'induction. Ce tube sert de source lumineuse et émet un spectre continu. La lumière est envoyée dans le sens longitudinal, traverse un second tube rempli d'hydrogène (tube absorbant), après quoi elle est reçue dans un spectroscope. On peut faire varier la longueur et la pression de la couche absorbante, comme aussi l'intensité de la lumière qui la traverse (par un jeu de nicols).

Ce dispositif a permis à M. Ladenburg de mettre en évidence le renversement des raies de l'hydrogène. Il a pensé pouvoir aller plus loin, et cherché si ce renversement a lieu en même temps, pour toute la largeur de la raie ou si au contraire on pouvait distinguer dans celle-ci des régions qui se renversent à d'autres moments que les autres. Si l'émission d'une raie est un phénomène purement thermique, il est évident que la raie doit se renverser dans son ensemble puisque chacune des longueurs d'onde qui y figurent est sous la dépendance d'un même facteur, la température du gaz. Si au contraire on peut constater des inégalités de renversement à l'intérieur d'une même raie, c'est là un argument décisif en faveur des théories de la luminescence.

Un premier résultat expérimental a été celui-ci. La largeur des raies d'émission de l'hydrogène dépend beaucoup des conditions d'excitation électrique du circuit, de la pression et de la longueur du tube; elle augmente avec ces deux derniers facteurs.

Après avoir obtenu une largeur de raie convenable, M. Ladenburg a examiné comment se produisait le renversement dans les différentes parties de cette raie lorsqu'on tourne lentement le nicol polariseur. Selon les conditions où l'on est placé, les apparences sont variables, mais toujours on constate des inégalités énormes dans le renversement. Tantôt une région sombre apparaît au milieu de la raie pour faire ensuite place à une région claire entourée de deux bandes sombres, tantôt c'est le contraire. De toute façon, on peut conclure de là avec certitude que l'émission d'une raie spectrale n'est pas sous la dépendance d'un facteur unique et bien déterminé, la température du gaz, c'est certainement un phénomène de luminescence.

Incidemment, M. Ladenburg rapproche les apparences qu'il a observées sur l'hydrogène, des apparences tout à fait semblables présentées par certaines raies du calcium dans l'atmosphère solaire. Ici aussi les raies se composent de parties brillantes et de parties obscures et bien des observateurs ont cru pouvoir tirer de là des conclusions certaines sur la constitution du soleil. Il convient d'être extrêmement réservé en ces matières, puisqu'une raie peut se présenter comme partiellement inversée dans le tube à hydrogène où nous sommes habitués à considérer comme uniforme la pression et la température.

La théorie de la dispersion fait connaître approximativement la manière dont varie l'absorption au voisinage d'une période propre. Si l'émission d'une raie était un phénomène thermique, le rapport de l'émission à l'absorption devrait être le même dans toute la largeur de la raie et l'on connaîtrait ainsi la loi de variation de l'émission. Les observations de M. Ladenburg montrent que le rapport $\frac{E_\lambda}{V_\lambda}$ varie d'une façon périodique à l'intérieur des raies de l'hydrogène et l'auteur montre qu'on peut sommairement prévoir cette périodicité par la théorie en adoptant les idées de Michelson sur le mécanisme de l'émission spectrale. On voit le grand intérêt qui s'attache aux théories de M. Ladenburg au point de vue de nos connaissances sur les spectres de raies.

Léon Bloch.

Absorption, fluorescence et rotation magnétique de la vapeur de sodium dans l'ultra-violet. R. W. Wood (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 550-555). On sait, d'après M. Wood, que le spectre d'absorption de la vapeur de sodium se compose : 1° d'une série de doublets, à laquelle appartiennent les raies D, et obéissant à la loi de Balmer; 2° d'un spectre cannelé composé lui-même de 2 parties, l'une dans le rouge, l'orangé et le jaune, l'autre dans le bleu et le vert; quand la densité de la vapeur augmente ces deux régions d'absorption augmentent d'intensité en resserrant de plus en plus entre elles une région correspondant à 5500 environ, cette région correspond à une transmission presque complète, de sorte que sous grandes densités la vapeur de sodium paraît bleue par transmission.

1. G. Urbain, *Comptes rendus*, **147** (1908) 1472; *Ann. de Ch. et de Phys.* **18** (1909) 526.

2. L. Brüninghaus, *Comptes rendus*, 17 décembre 1909.

Dans le présent travail, qui n'est qu'un résumé d'un mémoire annoncé, M. Wood donne d'abord les longueurs d'onde des raies d'absorption de la série de Balmer qu'il a pu photographier jusqu'à 2414,5 U. A. La série ainsi obtenue, formée de 50 lignes, est la plus étendue que l'on connaisse maintenant; les 22 dernières lignes sont comprises dans un intervalle qui ne dépasse pas celui des raies D. La formule de Balmer, avec des constantes calculées pour les sept lignes d'abord connues, ne donne qu'un résultat médiocre pour les lignes éloignées dans l'ultra-violet.

D'autre part, l'auteur a mis en évidence, pour les premières au moins des lignes dans l'ultra-violet, des spectres cannelés entourant ces lignes comme les spectres cannelés dans le spectre visible entourent la raie D. Il y a néanmoins une différence importante, car la région de pseudo-symétrie ($\lambda = 5500$) pour les deux spectres cannelés dans la région visible ne paraît pas exister dans les spectres cannelés ultra-violets.

On sait que dans le spectre de fluorescence, correspondant au spectre cannelé visible, il y a des groupes de raies tels que si on excite la fluorescence avec de la lumière de même longueur d'onde que l'une d'elles, les autres raies du groupe sont émises par la vapeur. Il en est de même dans l'ultra-violet.

Enfin l'une des observations nouvelles les plus intéressantes est qu'il semble n'exister aucune liaison naturelle entre les divers spectres cannelés qui accompagnent respectivement les raies de la série de Balmer : toutes les tentatives ont échoué, en effet, pour faire apparaître l'un des spectres cannelés de fluorescence en employant comme lumière excitatrice de la lumière dont la longueur d'onde corresponde à un autre. Il est vrai que les expériences sont évidemment très difficiles.

M. Wood a pu reconnaître que pour les 2 premières raies ultra-violettes de la série de Balmer la rotation magnétique s'effectue, comme au voisinage des raies des spectres cannelés ultra-violets. Louis Dunoyer.

L'effet de la pression sur les spectres de bandes des fluorures alcalino-terreux. — R. Rossi (*Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 518-525). — M. Dufour[1] a montré que les bandes des spectres d'émission des fluorures alcalino-terreux présentent le phénomène de Zeeman positif ou négatif. Humphreys avait suggéré que les raies présentant le phénomène de Zeeman pourraient être celles qui subissent un déplacement sous l'influence de la pression. Le présent travail a été effectué sous l'inspiration de cette idée. La source lumineuse était un arc dont le charbon positif contenait un fluorure alcalino-terreux. On s'est bien trouvé de constituer la mèche de ce charbon par une pâte formée d'un mélange par parties égales de fluorure en poudre et de graphite, aggloméré par un peu de sirop de sucre; après avoir introduit cette pâte dans un canal pratiqué dans l'axe du charbon on le cuisait à 400° pour carboniser le sucre. Cet arc était placé dans un récipient dans lequel on pouvait comprimer à 40 atmosphères. L'appareil spectroscopique était un réseau concave de Rowland de 21,5 pieds, utilisé avec des plaques Wratten et Wainwraight dans le premier ou le deuxième spectre.

Pour les trois fluorures étudiés il y a un déplacement vers le rouge des composantes de la bande. Toutes les fois que ces composantes n'ont pas été trop affaiblies par la pression, on a constaté pour toutes celles d'une même bande le même déplacement; il est à remarquer d'ailleurs que la disposition des bandes n'est pas la même dans les trois spectres étudiés; elles sont dégradées vers le rouge avec le fluorure de baryum, vers le violet pour les deux autres fluorures. Mais il ne semble y avoir aucune relation générale entre le déplacement par variation de pression et la séparation magnétique, ni en ce qui concerne l'ordre de grandeur des phénomènes ni même leur sens.

Quand la pression augmente, l'intensité des bandes diminue et elles présentent toutes le phénomène du renversement pour une pression plus ou moins élevée.

Louis Dunoyer.

1. *Le Radium*, **5** (1908) 291-306.

Sur le spectre ultra-violet de bandes du phosphore. — A. de Gramont et **C. de Watteville** (*C. R.* **149** (1909) 205-206). — M. de Watteville a obtenu avec la flamme d'un brûleur Bunsen dont les gaz contiennent de l'acide phosphorique et à l'aide d'un spectrographe en quartz d'un prisme de Cornu, un spectre cannelé de bandes très régulières divisées en six groupes et dont les longueurs d'ondes sont comprises entre 2700 et 2800 U. A. Il n'y a pas de raies du phosphore dans la flamme, contrairement à ce qui a lieu pour l'étincelle. M. de Gramont a obtenu des résultats concordants pour le spectre d'étincelle de l'acide phosphorique en solution; outre les bandes du spectre de flamme, on retrouve la plupart des lignes obtenues avec les composés solides. G. Danne.

Sur les régions jaune, orangé et rouge du spectre de flamme à haute température du calcium. — G.-A. Hemsalech et **C. de Watteville** (*Comptes rendus*, **149** (1909) 1369-1372). — Dans un travail précédent[1], les auteurs ont étudié la partie la moins réfrangible du spectre de la flamme du chalumeau oxyacétylénique, et l'ont comparé à celui obtenu par M. King dans son four électrique[2]. Pour remédier à la présence des bandes vertes et rouges, gênant les mesures, ces auteurs ont employé dans le présent travail un spectrographe très puissant pour lequel, au voisinage de la raie D, un écartement de 1 mm. correspond à 15,5 U. A. Le caractère du spectre obtenu est le même que celui de M. King, et on peut conclure que les facteurs thermiques constituent l'agent de production des raies de ces spectres. Une raie rouge, la plus forte de la liste de M. King et considérée par ce physicien comme une raie de basse température, n'existe cependant pas dans le spectre de la flamme oxyacétylénique; les auteurs l'attribuent à une impureté de lithium, car ils ne l'ont jamais obtenue même à de basses températures. La concordance de la longueur d'onde de cette raie[3] avec celle caractéristique des taches solaires[4] montre que le lithium doit se trouver dans les taches solaires. G. Danne.

Ionisation

Une nouvelle modification de la méthode de condensation pour la détermination de la charge électrique élémentaire et la valeur la plus probable de cette charge. — R. A. Millikan. (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 209-228). — Les caractéristiques de la méthode employée sont les suivantes :

On examine le brouillard à l'aide d'une lunette. Au lieu d'accélérer ou de ralentir la chute des gouttes à l'aide d'un champ électrique vertical comme le faisait H. A. Wilson, on établit un champ tel qu'il puisse maintenir au repos l'une des gouttes. On supprime alors le champ électrique et on mesure la vitesse de chute de la [illegible]

1. *Comptes rendus*, 17[illegible] 1909.
2. *Astroph. Journ.*, 29 [illegible]
3. Rowland, *Table of Normal Wave Lengths*, 1895.
4. *Contributions of Mount Wilson Solar Observatory*, [illegible] 7

et, par suite, son masse par application de la formule de Stokes. Dans cette formule, la viscosité du gaz intervient : cette viscosité variant rapidement avec la température, l'auteur mesurait directement la température du gaz après détente à l'aide d'un couple thermo-électrique. Au bout de quelques secondes, la température a repris sa valeur initiale et l'on peut admettre que la viscosité du gaz est celle de l'air saturé de vapeur à la température ambiante.

Les expériences ont porté sur la vapeur d'eau et sur la vapeur d'alcool. Les gouttes examinées portaient une charge égale de 2, 3, 4, 5 et 6 fois la charge atomique.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

Série	Charge	Vitesse	Poids
1	3 e	4,50	7
2	4 e	4,56	7
3	2 e	4,04	6
4	3 e	4,85	7
5	2	4,87	1
6	6	4,69	3

Moyenne : $e = 4,65 \cdot 10^{-10}$ U. E. S. M. Moulin

Recombinaison des ions à diverses températures. — **P. Phillips** (*Roy. Soc. Proceedings*, A-83 (1910) 246-255). — L'auteur s'est proposé de mesurer les coefficients de recombinaison dans des conditions où la diffusion puisse être négligée.

I. *Théorie de la méthode.* — Une couche d'air d'épaisseur uniforme et située entre les deux plateaux d'un condensateur, est ionisée par les rayons de Rontgen provenant d'une seule décharge d'induction. Si N_1 et N_2 sont les nombres d'ions reçus par chacun des plateaux du condensateur, lorsqu'entre ceux-ci on établit des différences de potentiel V_1 et V_2, il est facile de montrer qu'on a :

$$1 \qquad \frac{N_2 - N_1}{N_1} = \frac{V_2}{V_1} \frac{\log \left[1 - \frac{\alpha l}{(k_1 + k_2) b V_2} \right]}{\log \left[1 - \frac{\alpha l}{(k_1 + k_2) b V_1} \right]}$$

α étant le coefficient de recombinaison,
l l'épaisseur de la couche d'air ionisée,
n_0 le nombre d'ions produits par cm³,
k_1, k_2 les mobilités des ions,
b le rapport constant entre le champ et le potentiel.

Dans cette relation, n_0 s'obtient en mesurant la déviation D_0 de l'électromètre lorsque le champ établi dans le condensateur est très grand ; de sorte qu'en désignant par δ une constante qui dépend de l'appareil, on a :

$$2 \qquad \frac{N_2 - N_1}{N_1} = \frac{V_2}{V_1} \frac{\log \left[1 - \frac{D_0}{(k_1 + k_2) V_2} \right]}{\log \left[1 - \frac{D_0}{(k_1 + k_2) V_1} \right]}$$

Connaissant V_1, V_2, on mesure $\frac{N_1 - N_2}{N_1} = D_0$ et il reste à déterminer α, $k_1 + k_2$ et δ : $k_1 + k_2$ est tiré d'un travail antérieur de l'auteur[1], α est calculé au moyen de l'équation ci-dessus, en faisant une expérience à la température ordinaire, pour laquelle α est bien connu. Aux autres températures, on a alors plus que 1 d'inconnue ; la valeur de δ est donnée par la résolution graphique de l'équation 2.

[1] P. Phillips, Proc. Roy. Soc. Edinb., 30, 1909 ; Proc. Roy. Soc. A, 1909.

II. *Description de l'appareil et des mesures.* — L'appareil se compose de deux condensateurs A et B à plateaux ayant chacun une électrode réunie à une capacité variable et qui peut être mise en communication avec une des paires de quadrants d'un électromètre Dolezalek ; les deux autres électrodes sont portées à des potentiels de signes contraires. Une même ampoule à vide envoie dans les deux condensateurs des faisceaux de rayons de Rontgen, que des écrans de plomb permettent de limiter avec précision. Le condensateur A devant être porté à des températures élevées, ses isolants sont en quartz. — Nous savons déjà comment se mesure D_0. Il reste à avoir le rapport $\frac{N_1 - N_2}{N_1}$; pour cela, on règle les écrans, de façon que A et B, réunis ensemble avec l'électromètre se compensent exactement, lorsqu'ils sont à des potentiels V_1 et V' et on mesure la déviation de l'aiguille pour l'un d'eux, lorsqu'on fait jaillir l'étincelle d'induction. Puis, sans toucher à B, on porte A à un potentiel V_2, on fait passer la décharge dans l'ampoule, et on observe une deuxième déviation de l'électromètre, A et B étant tous deux mis en communication avec lui.

Le rapport des deux déviations est égal à $\frac{N_1}{N_1 - N_2}$.

La deuxième déviation étant très faible, il convient de diminuer dans un rapport connu les capacités variables.

III. *Résultats obtenus.* — L'auteur a ainsi obtenu les nombres suivants :

Température . . .	16	100	155	176	277
. . .	1,0	0,500	0,399	0,360	0,178

est pris arbitrairement égal à l'unité à la température ordinaire.

A 275°, la diffusion se faisant sentir, l'auteur évalue l'erreur à 50 pour 100 de sorte qu'au lieu de 0,178 on doit lire 0,25. L'auteur s'est encore assuré qu'au-dessous de 176° l'influence de la diffusion était négligeable, en mesurant la diminution de α correspondant à une diminution de l'épaisseur de la couche d'air ionisée.

J. Danysz.

Influence de la température sur la décharge lumineuse dans les gaz à basse pression. — **R. F. Earhart** (*Phys. Rev.*, 29 (1909) 295-305). — L'auteur s'est proposé de prolonger les recherches de Carr sur la pression critique aux températures élevées. Avant d'entreprendre la construction d'un dispositif lui permettant d'atteindre 800°, à ce qu'il espère, il a fait des expériences préliminaires entre — 78° et 525° sur l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique. Le gaz est contenu dans un petit ballon de verre de 4 cm. de diamètre, relié à la pompe et au gazomètre ; les électrodes sont des disques circulaires d'aluminium de 1 cm. de diamètre et distants de 5 mm. Le tube est dans un vase en terre sur l'extérieur duquel est enroulé un fil de nickel pour le chauffage ; le tout est enveloppé d'une épaisse couche protectrice de magnésie. Les électrodes sont reliées aux extrémités d'une batterie d'accumulateurs pouvant donner 1200 volts, par l'intermédiaire d'une résistance à l'iodure de cadmium dans l'alcool amylique ; un voltmètre donne la différence de potentiel aux bornes du tube.

Le moment où la décharge devient lumineuse est connu par la marche du voltmètre : quand le potentiel croît, au moment où elle se produit, le voltmètre recule brusquement de 40, 50 ou même 100 volts. Des expériences de contrôle

avant établi le fait, on n'a plus ensuite utilisé que cette méthode.

Pour que la décharge se produise bien à la température qu'indique le thermomètre (à mercure ou à résistance de Pt) plongé dans le fourneau, il est essentiel de ne la produire, pour chaque pression, que pendant un instant extrêmement court et d'espacer suffisamment les mesures. L'exemple suivant fait bien voir l'importance de cette précaution : l'appareil étant resté à la température de la pièce pendant 48 heures, le diélectrique étant l'air sous la pression de 5mm,2, on constatait que la décharge se produisait pour 784 volts. Aussitôt après l'apparition de la lumière on ramène le potentiel à zéro. Deux minutes après, en augmentant le voltage avec la même vitesse que dans le premier cas (environ 200 volts à la seconde), on obtient la décharge pour 502 volts. Si on attend 7 minutes on trouve 524 volts; 2 minutes après 502 volts de nouveau. D'ailleurs le potentiel minimum pour entretenir la décharge étant dans ce cas de 555 volts. On conçoit donc qu'il soit très difficile d'obtenir des mesures parfaitement concordantes.

Les figures 1 et 2 reproduisent les courbes relatives à

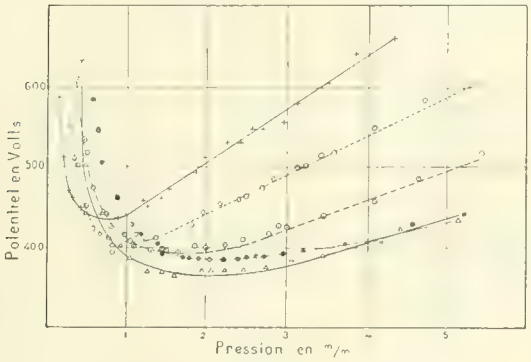


Fig. 1.

l'air. Sur les courbes relatives au potentiel nécessaire pour produire la luminosité, on constate que : 1° l'élévation de la température commence par faire baisser le potentiel minimum en élevant la pression critique; puis à partir

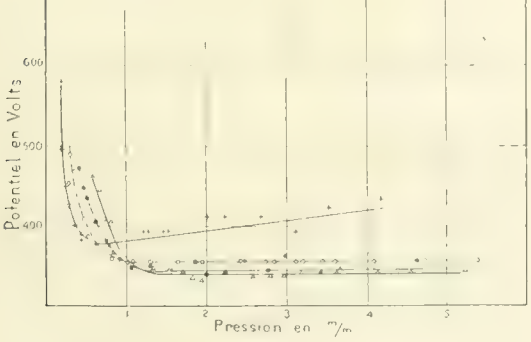


Fig. 2

d'environ 500°, probablement, l'allure du phénomène change : le potentiel minimum augmente de nouveau; 2° l'élévation de la température diminue la quantité de gaz comprise entre les électrodes; au-dessus de la pression critique cela correspond à un abaissement du potentiel disruptif et au dessous à une élévation de ce potentiel; il y a donc accord qualitatif avec la loi de Paschen, mais seulement jusqu'à une certaine température, car quand on passe de la courbe relative à 268° à celle qui correspond à 525° la disposition réciproque des courbes change; 3° quand la température s'élève, la position du minimum est de moins en moins bien déterminée, la courbe étant de plus en plus étalée.

Les courbes du potentiel suffisant pour maintenir la luminosité donnent lieu à des remarques analogues, mais ce qui frappe surtout, et le fait est encore beaucoup plus net sur les courbes relatives à l'hydrogène et à l'acide carbonique c'est que, au-dessus de la pression critique, ce voltage est presque complètement indépendant de la pression.

Les courbes tracées pour H et CO^2 ont la même allure générale que les précédentes; toutefois la décroissance du potentiel minimum, correspondant à la pression critique, quand la température s'élève, est beaucoup moins nette. De plus l'ordre des courbes du potentiel suffisant pour maintenir la décharge, au-dessus de la pression critique, est inverse.

Les nombres de l'auteur, pour le potentiel minimum à la température ordinaire, concordent assez bien avec ceux de Carr et Strutt. L. Dunoyer.

Expériences sur la constitution de l'etincelle électrique. T. Royds (*Phil. Mag.*, **19** (1910), 285-290). — L'auteur étudie, par la méthode de MM. Schuster et Hemsalech (photographie sur une pellicule en mouvement), l'influence de la self-induction sur l'étincelle.

La décharge initiale par l'air est instantanée, elle s'effectue simultanément dans tout l'intervalle des électrodes même quand on fait croître la période des oscillations jusqu'à 2.10^{-4} sec. Elle donne une ligne très étroite.

Les décharges par l'air qui suivent cette décharge initiale sont de plus longue durée, généralement une demi-période, mais dans certaines conditions il arrive qu'une seule demi-période contient plusieurs décharges.

La vaporisation du métal des électrodes se produit, au moment de la décharge initiale, simultanément aux deux électrodes, bien que, après la première demi-oscillation, la luminosité due à la vapeur métallique soit plus intense près de l'électrode négative. Sur la pellicule photographique on obtient des bandes inclinées qui montrent que la vapeur se déplace à partir des électrodes vers le centre. On peut calculer sa vitesse.

La vitesse de la vapeur diminue quand on augmente la self-induction; cette diminution est due à une diminution de la température.

Dans le cas du calcium, on trouve deux vitesses différentes et simultanées pour une même raie spectrale.

M. Moulin.

Sur les rayons positifs. — **W. Wien, II** (*Ann. d. Phys.*, **30** (1909), 549-568). Nous avons analysé ici le premier mémoire de Wien (voir le *Radium*, 1908). Il y était démontré que les particules qui constituent les rayons canaux ne gardent pas constamment leur charge, la perdent, à certains moments, pour la reprendre [illegible] sorte qu'il s'établit une sorte d'équilibre stationnaire entre les ions positifs et les atomes neutres. Dans le présent travail, l'auteur étudie les rayons positifs aux vides très élevés.

I. *Rayons canaux de l'hydrogène* [illegible] de rayons canaux traverse la cathode de fer K, puis le tube capillaire C (longueur 5 ou 7 cm., diamètre 2 mm.), le tube plus large *a* (diam. 35 mm.), où l'on fait le vide au moyen d'une pompe Gaede, le tube capillaire c_2, et arrive finalement dans le tube *bc*, relié à une deuxième pompe. Il communique [illegible] ouvrant le robinet B_1, et en fermant B_2 on obtient un cou-

rant lent de gaz passant du tube à décharges au tube *bc*. Il s'établit entre eux une différence de pression réglable à volonté, la pression étant plus faible en *bc* que dans le tube à décharge. C'est l'inverse lorsque B_2 est ouvert et B_1 comme des rayons secondaires produits dans la vapeur de mercure. Si on arrête par un champ magnétique faible le courant d'électrons qui émane de la cathode, le récepteur C ne prend plus aucune charge.

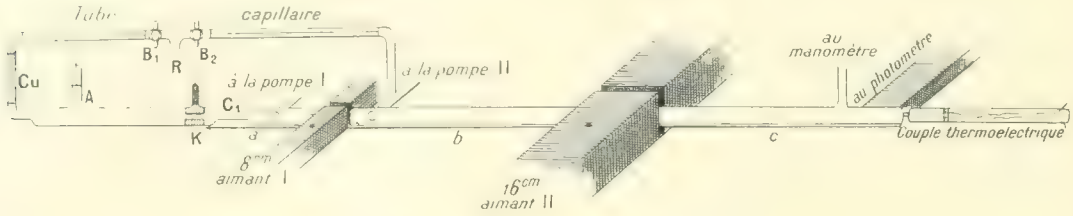


Fig. 1.

fermé. On peut ainsi produire des rayons canaux sous une pression assez forte et étudier leur propagation dans un vide plus complet.

L'auteur examine l'influence des aimants I et II sur le faisceau des rayons positifs, à diverses pressions. Il prend pour mesure de l'intensité du faisceau l'énergie qu'il apporte à une pile thermo-électrique de Melloni, située au fond du tube *bc*. Il compare également, par une méthode photométrique, l'énergie lumineuse qu'il émet à celle d'un tube à hydrogène constant.

Enfin il détermine la quantité d'électricité transportée par les rayons, en remplaçant la pile thermo-électrique par un cylindre de Faraday. Dans toutes ces expériences, les pressions ont été mesurées à l'aide d'une jauge de 500^{μ}.

Résultats. — 1° L'action d'un champ magnétique sur des rayons positifs produits dans des conditions identiques (diff. de pot. constante dans le tube à décharges) est plus faible dans un vide élevé que sous une pression relativement forte.

2° Un faisceau de rayons positifs qui a déjà subi l'influence d'un champ magnétique se comporte dans un deuxième champ magnétique, exactement comme s'il ne l'avait pas subie.

3° L'action d'un champ magnétique sous une pression donnée, faible ou forte, ne dépend pas sensiblement de la différence de potentiel sous laquelle s'effectue la décharge.

Ces résultats ont été démontrés par trois séries de mesures différentes portant sur l'énergie communiquée à la pile thermo-électrique, l'éclat du faisceau, et la quantité d'électricité transportée.

4° Lorsque la différence de potentiel de décharge ainsi que l'énergie communiquée à la pile thermo-électrique sont maintenues constantes, l'émission de lumière par les rayons positifs diminue notablement lorsque le degré de vide augmente.

II. *Rayons canaux de l'air.* — L'auteur se sert d'un appareil analogue au précédent, mais en faisant le vide au moyen du charbon de noix de coco et de l'air liquide. Comme pour l'hydrogène, l'éclat du faisceau de rayons positifs est plus faible aux basses pressions pour une même quantité d'électricité transportée.

III. *Rayons canaux du mercure.* — L'appareil est représenté sur la figure 2. La cathode K est constituée par un cylindre en fer portant à un bout une double toile métallique. Le tube à décharge proprement dit AK est placé dans un four électrique E. Les vapeurs de mercure sont arrêtées par le réfrigérant à glace G. Les rayons canaux se propagent dans le tube O et sont recueillis par le cylindre de Faraday C pouvant être déplacé à l'aide du contrepoids B.

L'expérience montre que ce récepteur se charge négativement, surtout au voisinage de la cathode. Il y a donc dans le tube un grand nombre d'électrons qu'on peut considérer

Les rayons canaux du mercure sont donc *neutres*. D'ailleurs les champs magnétiques les plus puissants ne les dévient pas. Ils sont cependant lumineux.

Conclusions. — Les atomes positifs tendent vers l'état neutre comme vers leur état d'équilibre. Quand il leur manque l'occasion de se recharger, ils seront tous neutra-

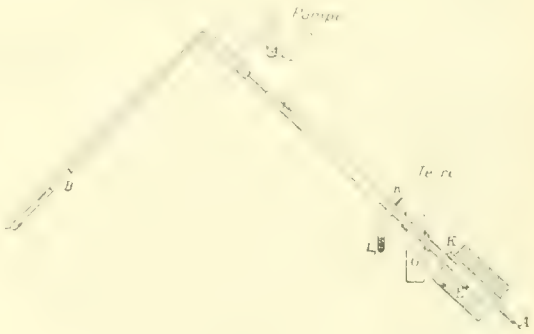


Fig. 2.

lisés par les électrons présents. Les expériences à des vides différents montrent que c'est aux pressions les plus élevées que les champs magnétiques ont la plus grande action, c'est-à-dire qu'il y a le plus d'atomes chargés positivement. Ce sont donc probablement les chocs contre les molécules immobiles qui produisent les atomes positifs. A une pression donnée, il s'établit un état stationnaire où il se produit et se neutralise le même nombre d'ions par seconde... Dans les vides très élevés, le nombre des chocs est petit, il ne se produit que peu d'ions positifs. Dans le mercure, la neutralisation est favorisée par la présence d'un grand nombre d'électrons, ce qui explique qu'on ne peut pas déceler d'ions positifs. Comme les rayons canaux du mercure sont lumineux, il est probable que l'émission se produit à l'état neutre. E. Bauer.

Recherches sur les strates produites dans la décharge. — J.-J. Thomson (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 441-451). — Les recherches qui font l'objet de ce mémoire ont été entreprises dans le but d'étudier la répartition du champ, au voisinage d'une strate. La méthode des sondes a d'abord été employée : dans ce but, on mesure la différence de potentiel, entre deux fils de platine distants de 1 millimètre, dont on déplace l'ensemble de la cathode à l'anode. Ce procédé indique une électrisation négative intense sur le côté de la strate faisant face à la cathode, et une électrisation positive faible dans tout le reste du champ. La méthode des sondes étant sujette à caution, il est préférable d'employer le dispositif suivant : l'anode et la cathode sont reliées ensemble par une tige de

verre comme le montre la figure 1, le tout peut ainsi être déplacé verticalement. C est relié au pôle négatif d'une petite bobine d'induction. A au pôle positif, on envoie ainsi un

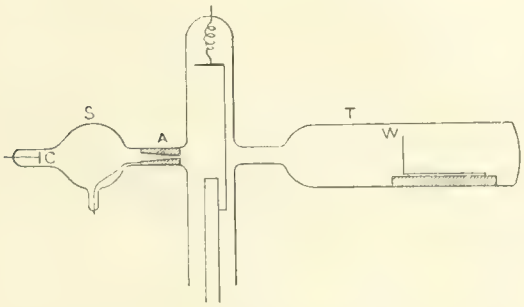


Fig. 1.

faisceau très fin de rayons cathodiques sur l'écran phosphorescent W. En traversant le tube vertical où a lieu la décharge, ce faisceau subira une déviation, la distance entre le point d'impact ainsi observé sur l'écran, et celui qui est visible, quand la décharge n'a pas lieu, donne la direction et l'intensité de la force électrique cherchée. Les résultats sont identiques à ceux trouvés par la première méthode; lorsque le faisceau passe au-dessous d'une strate, c'est-à-dire du côté brillant d'une strate faisant face à la cathode, il y a une faible déviation du côté de la cathode, mais quand ils traverse la partie brillante, la déviation a lieu du côté opposé, et est beaucoup plus considérable.

Les corpuscules constituant les rayons cathodiques, ayant une faible masse, suivront de rapides variations du champ électrique : il est donc possible d'étudier, en les utilisant, la façon dont s'établira le régime permanent dans un tube. Si le courant traversant ce dernier est faible, la différence de potentiel considérable, et que le faisceau cathodique est voisin de l'anode, on observe au début une répulsion vers la cathode, puis subitement une déviation en sens opposé. Ce phénomène, très net au voisinage de l'anode, l'est beaucoup moins à mesure qu'on s'approche de la cathode, là l'invasion de la déviation est presque subite ; il s'est produit une distribution nouvelle des ions contenus dans le gaz, modification qui va de la cathode à l'anode, et renversant le sens du champ.

On peut expliquer facilement tout ceci. Un courant de corpuscules projetés de la cathode, avec une vitesse considérable, ionisera le gaz du tube par suite des collisions contre les molécules, la vitesse des premiers sera par suite diminuée, et si le champ n'est pas assez intense pour leur faire regagner ce qu'ils ont perdu, ils perdront de la vitesse en traversant le gaz; ceux qui sont en arrière gagneront sur ceux qui sont en avant, il y aura en cet endroit accumulation d'électricité négative, le champ augmentera et amènera une augmentation de vitesse des corpuscules qui sont en avant. La vitesse est-elle alors suffisante pour qu'il puisse y avoir ionisation par collision contre les molécules du gaz, en un point P, faisant face à l'anode, les ions positifs formés resteront groupés, les négatifs au contraire se dirigeront vers l'anode, mais leur vitesse diminuera par suite de cette agglomération d'électricité positive, ils s'accumuleront et le processus continuera comme il vient d'être dit. On obtiendra ainsi une périodicité dans la répartition du champ comme il a été observé plus haut. Le côté concave des strates se comportera comme une cathode, dont l'anode sera le côté convexe de l'autre strate; du côté de l'anode du tube, chaque élément ainsi formé constitue un ensemble entre lesquels une décharge complète se produit. Ce raisonnement explique bien les particularités que présentent les strates quand la pression ou l'intensité du champ varient.

Pour rendre compte des variations de la luminosité, il faut considérer la variation de l'énergie cinétique que possède alors l'ion au moment de sa recombinaison.

Ed. Salles.

Électricité positive. — **J.-J. Thomson** (*Phil. Mag.*, **18** (1909) 821-845). — Si un faisceau de rayons canaux traverse simultanément un champ électrique et un champ magnétique, le premier le déviant horizontalement et le second verticalement, on observe sur un écran fluorescent une tache correspondant à un faisceau non dévié (fig. 1) reliée par une bande lumineuse à une autre tache,

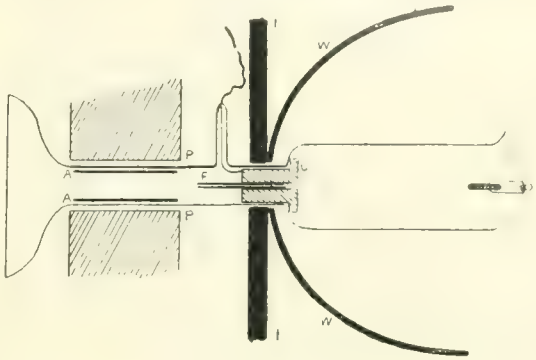


Fig. 1.

de l'autre côté du premier se trouve une autre bande correspondant à des particules négatives. En ne considérant que les deux taches extrêmes il est visible que le faisceau sortant de la cathode consiste en un mélange de particules positives et d'ensembles électriquement neutres; ces derniers peuvent donner en se rompant dans les collisions des rayons positifs. Il est possible d'étudier cette rupture, et la façon dont elle se produit de la manière suivante : le faisceau, avant d'atteindre l'écran, rencontre un champ magnétique, qui le déviera verticalement, puis, à une certaine distance de celui-ci, un autre, qui le déviera horizontalement. Si le premier seul agit, on observe ce qu'indique la figure 2 et la figure 3 indique ce que l'on voit, quand le second agit également. *a*, tache non déviée dans le premier cas, est plus pâle et une partie est venue en *a'*, *b* passe en *b'*, les positions respectives de *a'* et *b'* montrent que la déviation est la même, pour les rayons qui étaient neutres en traversant le premier électro-aimant, que pour ceux qui étaient chargés, que les charges et les vitesses sont identiques; il a donc fallu qu'un certain nombre de ces éléments neutres, de ces doublets, se rompent dans le trajet entre les deux électro-aimants. L'existence de ces doublets, le moment où a lieu la rupture, expliquent bien, l'existence de la bande lumineuse reliant les deux taches de la figure 2, ainsi que l'aspect que prend ce qui se dessine sur l'écran quand la pression varie. Cette indépendance de la vitesse avec le champ se comprend parfaitement : les doublets dont on peut déterminer la vitesse ne peuvent avoir que des vitesses variant entre des limites bien déterminées, si l'énergie cinétique était trop considérable, la recombinaison des éléments dissociés du doublet ne pourrait avoir lieu, si elle était trop faible, la rupture dans les collisions ne pourrait avoir lieu. Le cas

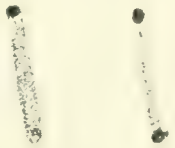


Fig. 2.

est analogue à celui d'un gaz qui se dissocie quand la température s'élève ; entre un certain écart de température la dissociation est appréciable, mais n'est pas complète, au-dessus de la limite supérieure de température les molécules non dissociées sont trop peu nombreuses pour être décelées, au dessous de la limite inférieure les produits de

Fig. 5

dissociations sont trop rares pour pouvoir être appréciables. Ces doublets constituent-ils un stage intermédiaire dans l'ionisation, entre la molécule et l'ion ?

Les expériences déjà publiées de l'auteur sur la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les rayons canaux dans divers gaz, hélium, hydrogène, air, oxygène, acide carbonique, argon, montrent que $\frac{e}{m}$ est le même dans tous les cas, on retrouve encore la même valeur 10^4 avec l'anhydride sulfureux, l'iodure de méthyle, le tétrachlorure de carbone et $IrCl^4$. Il y a donc une forte présomption de croire qu'il existe une unité d'électricité positive, dont le véhicule aurait une masse beaucoup plus considérable que celle de l'électron ; les recherches de Blanc et les nombreuses déterminations de mobilités, dans les mélanges gazeux effectuées par Wellisch, cadrent tout à fait avec cette manière de voir.

Quand on utilise un tube à cathode de Wehnelt, on trouve qu'il y a formation d'ions à faible vitesse, par suite de la collision des rayons cathodiques lents contre les molécules du gaz, ces ions sont facilement déviables ; l'auteur, par des expériences comparatives avec des rayons cathodiques, arrive à la conclusion que la facilité avec laquelle agit sur eux un champ magnétique dépend plutôt de la faiblesse de leur vitesse que de leur masse.

Le mémoire se termine par une méthode très ingénieuse, pour produire la déviation magnétique des rayons canaux et dans laquelle la mesure du champ se fait à l'aide d'un fluxmètre Grassot. E. L. Sayles.

Sur certains phénomènes de la région cathodique. J. A. Orange (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1909) 117-132. — Les phénomènes observés dans un tube de décharge au voisinage d'une cathode double constituée par deux lames métalliques identiques et parallèles ont été étudiés déjà par Goldstein (*Phil. Mag.*, mars 1908), Kunz (*Phil. Mag.*, juillet 1908), et J. J. Thomson (*Phil. Mag.*, oct. 1908). Dans toutes ces recherches, on utilisait pour mettre en évidence la trajectoire des rayons des effets de phosphorescence produits par eux. Dans ses expériences, J. A. Orange s'est au contraire proposé d'arriver au même résultat à l'aide de la luminosité propre des rayons étudiés. La photographie permet sans précautions spéciales d'enregistrer les trajectoires des rayons cathodiques ; quant à celle des rayons canaux, il suffit, pour les obtenir, de se servir de plaques orthochromatiques, après avoir muni l'objectif de l'appareil d'un écran supprimant toute la partie bleue du spectre.

La cathode double employée était, dans une première série d'expériences, constituée par deux lames triangulaires identiques parallèles et très voisines dont les côtés avaient 56, 24 et 16 millimètres, et réunies par trois petits conducteurs cylindriques très minces.

Si le gaz qui se trouve dans le tube est de l'hydrogène, en disposant l'axe de l'objectif perpendiculairement aux plans des cathodes, la photographie montre très nettement trois faisceaux de *rayons canaux* paraissant provenir respectivement des trois côtés du triangle. Chacun de ces faisceaux est entièrement symétrique par rapport à la perpendiculaire élevée au milieu du côté qui semble lui donner naissance, et sa largeur diminue assez rapidement à mesure qu'on s'éloigne de la région cathodique.

Goldstein, qui opérait avec une cathode double carrée, avait observé le même phénomène, il expliquait la courbure apparente du contour extérieur des rayons, en admettant que « les rayons provenant d'un côté quelconque sont attirés par les côtés adjacents ».

Le fait que dans le cas actuel où la cathode ne présente aucune symétrie propre, la symétrie du faisceau de rayon par rapport à la normale au milieu du côté qui lui donne naissance subsiste détruit cette hypothèse.

L'auteur des présentes recherches pense au contraire qu'individuellement les rayons canaux demeurent rectilignes et la courbe observée n'est que l'enveloppe de rayons rectilignes, c'est-à-dire une sorte de caustique.

Il explique d'ailleurs facilement dans cette hypothèse la direction des rayons constituants rectilignes et la luminosité apparente des rayons, après seulement qu'ils ont traversé l'espace cathodique.

Dans une autre série d'expériences, et dans le but d'éviter l'effet perturbateur dû aux trois petits conducteurs réunissant les deux parties de la cathode, on enregistra les phénomènes observés avec deux cathodes triangulaires distinctes identiques et parallèles, et reliées entre elles extérieurement au tube. Dans la plupart des photographies qui étaient obtenues alors en plaçant l'axe de l'objectif parallèlement au plus grand côté des triangles, on observe une distribution de *rayons cathodiques* en forme de croix de Saint-André, très nette et de plus, dans tous les cas où les deux espaces obscurs de Crookes se touchent ou sont confondus, il y a une émission abondante de rayons cathodiques, issus du plan équidistant des deux cathodes. L'inclinaison, par rapport aux plans des cathodes, des rayons en forme de croix, croît quand la distance des cathodes augmente et croît aussi avec la pression du gaz.

L'auteur montre que ces résultats peuvent s'expliquer en admettant que le champ électrostatique est dû : 1° à la charge sur les cathodes dont l'effet ne peut être considérable ; 2° à la distribution des charges positives particulièrement abondantes au voisinage immédiat des cathodes, comme le montrent les expériences de Schuster ; 3° à une accumulation de charges négatives autour du plan médian de l'espace intercathodique. J. Saphores.

Effets causés par la « fatigue » de la cathode dans un tube de décharge. — R. Whiddington (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1909) 185-188). — L'auteur compare les effets observés pendant la décharge dans un même tube avec deux cathodes semblables de charbon, l'une d'elles n'ayant subi aucune préparation spéciale et n'ayant jamais fonctionné comme cathode, l'autre au contraire

ayant déjà servi de cathode ou ayant été soumise à certains traitements. Les résultats obtenus sont les suivants :

1° Une électrode contient un ou des gaz que l'on ne peut chasser par les procédés ordinaires de chauffage, mais qui disparaissent facilement lorsqu'elle est utilisée comme cathode.

2° Une électrode qui a déjà servi comme cathode quelques temps émet des rayons cathodiques plus homogènes et moins rapides que ceux fournis par une cathode neuve identique.

3° Il est impossible de restituer à une cathode ainsi « fatiguée » ses propriétés primitives en lui faisant absorber de l'hydrogène, de l'oxygène, de l'azote, de l'oxyde de carbone, du gaz carbonique ou de l'hélium.

Dans le but de chercher une explication du second phénomène, des mesures ont été faites de la chute de potentiel cathodique à l'aide d'un électromètre et d'une électrode d'exploration, pour des cathodes en aluminium de dimensions variables dans un tube contenant de l'air.

Aucune relation quantitative ne résulte de ces mesures, mais un fait semble acquis : la chute cathodique dans tous les cas, au bout d'un certain temps, atteint une valeur constante. Ce temps est toujours considérable pour des cathodes dont la masse est considérable, et très court pour des cathodes légères. J. Saphores.

Absorption des gaz par l'anode dans un courant de décharge. — **V.-L. Chrisler** (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 461-477). — Skinner a montré que si on produit dans l'hydrogène un courant de décharge avec une cathode métallique la pression reste constante. Il explique ce résultat en admettant qu'il y a libération d'hydrogène par la cathode, avec une vitesse qui est celle déterminée par la loi de Faraday pour les électrolytes, comme d'autres expériences conduisent à l'admettre, mais que cet hydrogène est absorbé par l'anode avec la même vitesse. (*Phys. Rev.*, **21**, 169).

Chrisler s'est proposé de mesurer par des expériences directes la vitesse d'absorption de différents gaz par des anodes variées.

Dans ce but il se sert d'une cathode qu'il débarrasse avant l'expérience des gaz inclus. La cathode n'interviendra alors plus dans les variations de pressions qui se produisent lorsque le courant passe et de ces variations on pourra déduire l'absorption par l'anode.

Résultats. Les courants variant de 0,5 à 1,5 milliampère, l'absorption d'hydrogène par des anodes : de sodium, de potassium, de sodium et potassium (alliage molécule à molécule), et de mercure indique qu'à chaque atome absorbé est associée une charge négative de même grandeur que la charge positive qu'il porte dans l'électrolyse.

La même loi existe encore lorsque la décharge a lieu dans l'azote avec des anodes de sodium, de potassium ou de sodium et potassium, mais à condition de considérer l'atome d'azote comme monovalent.

Enfin elle se trouve vérifiée pour l'hélium supposé porter la même charge que l'hydrogène avec des anodes de sodium ou de mercure. Ce dernier résultat semble être en contradiction avec ceux obtenus par Rutherford qui a montré la charge positive de l'atome d'hélium être égale à deux fois celle de l'atome d'hydrogène. J. Saphores.

Sur les phénomènes accompagnant la transmission des rayons X. — **Ch. G. Barkla** (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **29** (1909), 15-257-268). L'auteur a groupé dans cet article tous les résultats importants connus sur ce sujet, de manière à mettre en évidence les relations qui existent entre les différents phénomènes accompagnant la propagation des rayons X : émission de rayons secondaires, ionisation et absorption.

Les 3 courbes reproduites ci-dessous ont été obtenus en

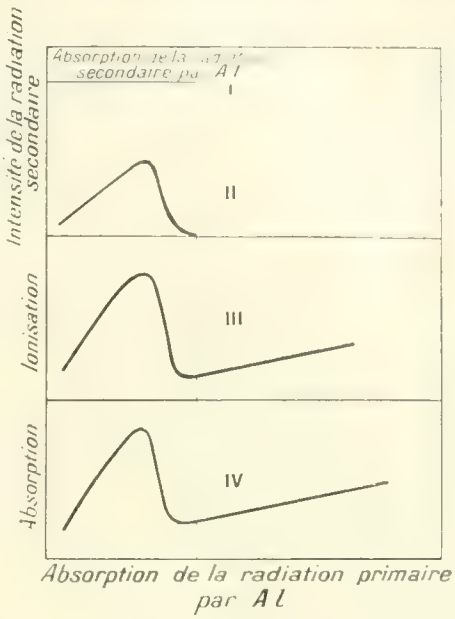


Fig. 1.

portant toujours en abscisse l'absorption des rayons primaires par l'aluminium et en ordonnées : 1° l'intensité de la radiation secondaire émise par un élément R sous l'action de ces rayons (II) ; 2° l'ionisation produite dans R par les mêmes rayons primaires (III), et enfin 3° l'absorption des mêmes rayons primaires par l'élément R (IV). Les courbes II et III supposent que l'ionisation dans l'air est proportionnelle à l'absorption dans l'air pour des rayons n'ayant pas le même pouvoir pénétrant.

Ces courbes montrent qu'il existe un lien étroit entre l'absorption d'une radiation primaire par une substance, l'ionisation dans la substance et l'intensité de la radiation secondaire qu'elle émet.

Ces trois grandeurs sont des fonctions périodiques du pouvoir pénétrant de la radiation primaire qui croissent et décroissent simultanément. Bien que deux périodes complètes n'aient encore été obtenues pour aucune substance, il est vraisemblable, d'après ce qui a été observé pour différents corps, qu'il existe au moins plusieurs maxima et minima pour ces fonctions, lorsqu'on fait varier le pouvoir pénétrant de la radiation primaire dans des limites suffisantes. De plus, en ce qui concerne les rayons secondaires, il ne s'agit pas seulement d'une périodicité dans leur intensité ; mais à chaque période nouvelle correspond l'apparition d'une radiation nouvelle caractérisée par son pouvoir pénétrant.

Rien encore ne permet de savoir s'il s'agit, dans ces phénomènes, d'une périodicité véritable dans la manière de se conduire d'un système *unique* intérieur à l'atome ou d'une simple apparence due à différents [illegible] porteraient de la même façon, sous l'action de radiations primaires n'ayant pas le même pouvoir pénétrant.

Quant au lien entre l'absorption, l'ionisation et l'intensité de la radiation secondaire, il peut s'expliquer ainsi : c'est seulement après qu'il y a eu absorption d'énergie que des électrons sont expulsés de l'atome et l'ionisation produite. La perturbation qui en résulte donne naissance à une vibration électro-magnétique caractéristique de l'atome.

J. [illegible]

Sur la radiation secondaire produite par l'action des rayons β du radium sur les solides, les solutions et les liquides purs. — S. J. Allen (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 177-211). — Ce travail, dans lequel un nombre très considérable de faits a été accumulé, avait pour but de voir si la relation observée pour les éléments purs entre la quantité de rayonnement secondaire et le poids atomique, pouvait s'étendre, et sous quelle forme, aux composés, en particulier aux solutions salines et aux liquides composés purs.

Deux méthodes ont été employées. Dans l'une (fig. 1), la

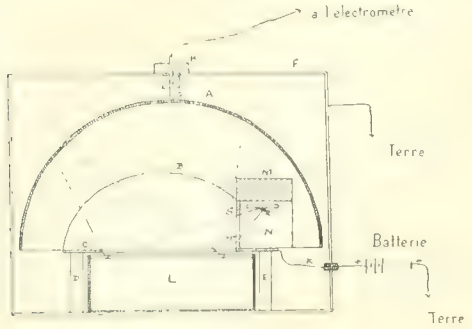


Fig. 1.

chambre d'ionisation est comprise entre deux hémisphères A et B, dont un plan diamétral est partiellement occupé par la surface soumise aux rayons β qu'envoie à travers une ouverture ST pratiquée dans un écran de plomb le radium contenu dans un petit tube de verre R. Un épais écran de plomb M empêche les rayons γ de pénétrer dans la chambre d'ionisation. La calotte B est formée d'une feuille mince d'aluminium, et on la recouvre de feuilles d'étain jusqu'à ce que le courant d'ionisation produit dans cette chambre soit négligeable. On porte les courants en ordonnées et les épaisseurs d'étain en abscisses. L'aire totale de la courbe ainsi décrite est proportionnelle à l'ionisation totale produite par les rayons secondaires. C'est, en somme, la méthode de Bragg qui revient à mesurer l'ionisation totale produite dans une chambre très grande par le rayonnement secondaire. Il faut toutefois avoir soin de prendre pour mesure du courant la différence entre le courant obtenu dans les conditions précédentes et celui qu'on obtient quand le diaphragme ST est recouvert d'une feuille de plomb.

Pour mesurer le courant, on employait une méthode de compensation. La source compensatrice était réalisée en dissolvant un peu de bromure de radium dans l'eau pure, en étendant quelques gouttes de dissolution sur une plaque métallique et en desséchant. On enlève alors la majeure partie du radium en frottant la plaque avec du papier émeri. L'auteur n'a éprouvé aucune gêne à cause de la petite quantité d'émanation dégagée.

L'autre méthode (fig. 2) consiste simplement à mesurer l'ionisation secondaire totale au moyen d'une grande chambre cylindrique A, ayant 60 cm. de long et 15 cm. de diamètre. Les résultats obtenus avec cet appareil ont toujours été un peu plus faibles (4 pour 100 environ) que ceux qu'a fournis le premier appareil.

L'auteur indique d'abord les résultats de ses expériences avec les métaux purs. Il retrouve la loi d'après laquelle plus le poids atomique est élevé, plus l'intensité de la radiation secondaire est grande. Mais les valeurs correspondant aux faibles poids atomiques (Al, C) sont beaucoup plus faibles relativement au plomb, par exemple, que celles que Bragg avait obtenues. Cela vient sans doute de ce que, dans l'appareil de Bragg, le faisceau incident de rayons β tombait normalement sur la plaque, tandis que, dans les présentes expériences, l'angle d'incidence est de 70 à 80°. La radiation secondaire dépendrait ainsi, dans

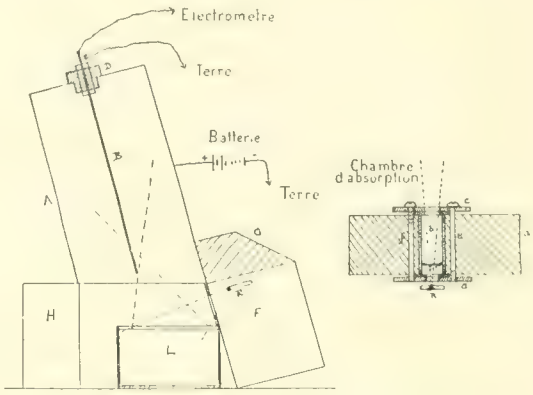


Fig. 2.

une large mesure, comme Mac Clelland l'avait déjà signalé, de l'incidence du faisceau incident. La courbe qui représente la variation du courant en fonction de l'épaisseur d'étain traversée, descendant beaucoup plus rapidement dans les expériences de Bragg que dans celles de l'auteur, on en conclut que la diminution de l'ionisation secondaire totale avec l'incidence procède d'une diminution avec l'incidence du pouvoir pénétrant des rayons secondaires, — au moins pour les substances de faible poids atomique.

Une série d'expériences a été faite sur les sels en poudre. Le sel, finement pulvérisé dans un mortier, était étendu dans une boîte en carton de même surface que les plaques métalliques précédemment étudiées, et sa surface était doucement pressée. Si l'intensité de la radiation secondaire émise par un métal est une fonction croissante du poids atomique de ce métal, il était naturel de chercher si la radiation secondaire serait une fonction du poids moléculaire. Quand on compare sous ce rapport un certain nombre de sels entre eux, il n'apparaît aucune relation de ce genre. Ainsi le sucre de canne, dont le poids moléculaire est le plus grand parmi ceux des sels examinés, est celui qui fournit le moins de rayons secondaires. Mais en faisant porter la comparaison sur les bichlorures, par exemple, on retrouve bien une augmentation graduelle de la radiation secondaire quand le poids atomique du métal formant le bichlorure augmente.

En ce qui concerne les sels dissous, on a d'abord examiné l'effet de la concentration sur l'émission des rayons secondaires. L'ionisation secondaire totale, rapportée à celle que fournit l'eau pure, est sensiblement proportionnelle à la concentration pour les sels ou les hydrates, dont les constituants ont des poids atomiques faibles. Plus le poids atomique de l'un quelconque des constituants augmente, plus la loi de variation avec la concentration est rapide, et en même temps s'accentue la concavité de la courbe vers l'axe des concentrations. Il est à remarquer, d'ailleurs, que le pouvoir émissif de sels dont un constituant au moins possède un poids atomique élevé (surtout CdI^2) s'approche très rapidement de celui du sel à l'état solide, ce qui conduit à penser que les molécules du sel, en solution, ont un pouvoir émissif plus grand qu'à l'état solide.

Sur les sels en dissolution, on voit d'ailleurs très bien qu'un atome de poids atomique élevé (métal ou métalloïde) augmente le pouvoir émissif; mais les renseignements

quantitatifs paraissent bien difficiles à dégager. L'auteur constate que, pour les bichlorures, en retranchant de la radiation propre du sel (considérée comme égale à celle de la solution diminuée de celle de l'eau pure) une quantité constante avec les différents sels et représentant la radiation du chlore, on obtient ainsi pour les atomes métalliques des pouvoirs émissifs assez exactement proportionnels au carré du poids atomique de ces atomes. Mais le crédit paraît assez limité, que l'on puisse accorder à cette loi, qui ne subsiste que grâce à un certain degré d'arbitraire dans le calcul des pouvoirs émissifs des atomes métalliques.

L'auteur se défend, du reste, de vouloir chercher à établir telle ou telle théorie, conçue *a priori* ; il a eu plutôt pour but de mettre en évidence les faits, relatifs aux corps composés, dont la théorie aura à tenir compte. C'est avec les liquides purs que l'on s'aperçoit bien de l'insuffisance d'une théorie dans laquelle le mécanisme de l'émission des rayons secondaires serait purement atomique. On constate, en effet, que si la plupart des composés organiques renfermant du carbone, de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'azote (alcools, amines, éthers, etc.) ont sensiblement le même pouvoir émissif (70 à 80 pour 100 de celui de l'eau pure), et cela quels que soient leurs poids atomiques, depuis l'alcool méthylique par exemple, de poids moléculaire 32, jusqu'à l'acide caprilique, de poids moléculaire 144, — il y a des exceptions singulières : l'acide formique, de poids moléculaire 46, a un pouvoir émissif de 151 pour 100, et l'acide valérique, de poids moléculaire 102, un pouvoir émissif de 122 pour 100.

Toutefois, on constate là encore, dans la série des composés halogénés, l'augmentation de la radiation secondaire, quand on passe d'un composé chloré au composé iodé correspondant. Pourtant cette remarque générale ne va pas sans exception, car le bromure d'éthyle émet moins que le chlorure d'éthyle.

Ces résultats semblent bien indiquer que l'émission de rayons secondaires n'est pas régie seulement par la constitution des atomes, mais aussi par les arrangements des atomes dans les molécules. C'est le point le plus important qui se dégage du long travail de l'auteur.

Quelques expériences ont été faites, d'une part sur l'absorption des rayons secondaires par les feuilles d'étain et d'autre part, sur l'absorption des rayons β primaires par les liquides. Il résulte des premières expériences que le rayonnement secondaire émis par les liquides est plus pénétrant que celui des métaux ne l'est en général. Les expériences sur l'absorption des rayons primaires ont été faites au moyen de la petite cuve dessinée sur la figure (2) ; elle est placée dans un trou creusé dans une épaisse plaque de plomb, et le faisceau étroit de rayons β qui a traversé le liquide pénètre ensuite directement dans la chambre d'ionisation de l'appareil (2). Les courbes obtenues en portant en abscisses les épaisseurs de liquides traversées et en ordonnées les ionisations mesurées dans la chambre, ne sont pas exactement exponentielles, comme l'étaient celles que M. Campbell a obtenues avec les rayons β de l'uranium [1]. Cela tient probablement à ce que le rayonnement ici employé n'était pas homogène. Des courbes obtenues, on peut cependant déduire aisément les épaisseurs de liquides nécessaires pour affaiblir le rayonnement à la moitié de sa valeur initiale. On constate ainsi qu'en général, l'ordre dans lequel les liquides se rangent à ce point de vue est le même que celui qui correspond aux pouvoirs émissifs de radiations secondaires. Les composés qui ont sensiblement le même pouvoir émissif (alcool, éthers, etc.) ont aussi le même pouvoir absorbant. On constate, d'ailleurs, que les solides absorbent beaucoup mieux que les liquides, à poids moléculaires égaux.

L. Dunoyer.

1. *Phil. Mag.*, janvier 1909. Voir *Le Radium*, 6 (1909), 57.

Accroissement de conductibilité des diélectriques liquides sous l'action des rayons α. — **H. Greinacher** (*Phys. Zeitsch.*, 10 (1909), 986-997). — L'huile de vaseline et l'éther de pétrole augmentent de conductibilité sous l'action des rayons α. Les diélectriques liquides sont donc ionisés par les rayons.

L'accroissement de conductibilité est indépendant du sens du courant. Ceci indique pour les ions des deux signes des mobilités du même ordre.

Pour l'huile de vaseline, le courant croît d'abord plus vite que la force électromotrice (à peu près proportionnellement à V^2), mais il croît moins vite pour les hautes tensions. Pour l'éther de pétrole on n'a observé que cette dernière partie de la courbe. Dans les deux cas, il y a tendance à la saturation. Mais alors que pour l'éther de pétrole un champ de 400 volts donne une saturation nette, celle-ci n'est pas encore atteinte avec l'huile de vaseline pour 1000 volts. De toutes façons l'approche de la saturation est lente, comme pour l'ionisation des gaz sous l'action des rayons α.

Les accroissements de conductibilité ne sont pas instantanés. Ils ne sont pleinement atteints avec l'huile de vaseline que plusieurs minutes après l'application du champ. Avec le même liquide, et des champs pas trop intenses, on observe que l'accroissement est d'abord lent et ne tend rapidement vers sa limite qu'après un temps notable. L'éther de pétrole ne présente pas cet effet.

Lorsqu'on supprime le rayonnement, l'accroissement de conductibilité disparaît très vite avec l'éther de pétrole, lentement avec l'huile de vaseline (au moins avec champs faibles). Les courbes de disparition sont complémentaires des courbes d'apparition.

L'absorption complète d'une particule α produit 1000 fois moins d'ions dans l'huile de vaseline que dans l'air. Elle en produit 2000 fois moins dans l'éther de pétrole.

Léon Brou.

Étude ultramicroscopique des électrolytes. — **J. Kossonogow** (*Phys. Zeitsch.*, 10 (1909), 978-986). — Lorsqu'on examine à l'ultramicroscope une solution d'azotate d'argent 0,01 normale ou une solution de sulfate de cuivre traversée par un courant très faible (0,2 milliampère) on voit un grand nombre de points brillants apparaître dans le champ du microscope et se déplacer dans le sens des lignes de force. Ces points brillants ne sont pas des poussières. Ils se rassemblent à la cathode pour y former des dépôts cristallisés. De plus ils ne diminuent pas, mais augmentent en nombre lorsqu'on fait passer le courant. Enfin ils n'existent pas dans les non-électrolytes. Les trajectoires de ces points lumineux sont déviées par le champ magnétique conformément à la règle d'Ampère. Il s'agit donc nécessairement de particules chargées présentant quelque relation avec les ions présents dans l'électrolyte. D'ailleurs leur mobilité dans un champ électrique est du même ordre de grandeur que celle trouvée par Kohlrausch pour les ions électrolytiques.

Lorsqu'on augmente la différence de potentiel appliquée à l'électrolyte jusqu'au point d'amener l'électrolyse, on constate à l'ultramicroscope un phénomène tout particulier lorsqu'on atteint la *tension* [illegible]. A ce moment des points brillants animés de vibrations très vives surgissent brusquement en très grand nombre dans une couche voisine de la cathode, et séparée de celle-ci par un *espace obscur* qui rappelle entièrement l'espace obscur de Crookes.

Dans le reste du champ on voit aussi des points brillants se déplacer dans les deux sens.

L'eau distillée, une solution d'argent colloïdal présentent le même phénomène. Seulement ici la couche lumineuse qui marque la tension critique apparaît du côté de l'anode.

Avec l'eau distillée et avec différents autres électrolytes on a pu observer aussi, pour une tension supérieure à la tension critique, l'apparition brusque en un point déterminé de l'intervalle des électrodes d'une couche de points brillants supplémentaires. Ces points sont très nombreux et animés de mouvements très vifs. Cette couche supplémentaire rappelle de très près les stries observées dans les gaz raréfiés.

M. Kossonogow décrit encore quelques autres apparences particulières qu'il a pu observer et photographier. Il conclut que les particules visibles à l'ultramicroscope dans un électrolyte sont en rapport étroit avec les ions proprement dits et que l'ultramicroscope pourra sans doute donner des renseignements définitifs sur le mécanisme de l'électrolyse.

Leon Bloch.

Absorption d'ions. — V. Bournat (*Comptes-rendus*, **149** (1909) 1566-1568). Les électrolytes renfermant deux ions monovalents quelconques élèvent les tensions superficielles de l'eau; les acides HCl, HBr l'abaissent. Les ions H produisent un abaissement anormal, ce qu'on pourrait expliquer en admettant qu'il y a une accumulation d'ions H à la limite de séparation de l'air et de la solution. La présence d'une petite quantité d'ions polyvalents dans un acide supprime l'abaissement de tension superficielle produit par cet acide; on peut admettre que la différence des variations de tension superficielle de l'eau, sous l'influence d'un électrolyte de deux ions monovalents, d'une part et d'un acide d'autre part, soit due à une absorption des ions H dans la couche superficielle. Cette différence varie proportionnellement à la concentration. L'étude des bases KOH et NaOH semble montrer qu'il y a aussi absorption des ions OH.

G. Danne.

Atomistique

La constante fondamentale de vibration atomique et la nature de la capacité diélectrique. William Sutherland (*Phil. Mag.* (6) **19** (1910) 1-25). — Ce mémoire est la continuation du développement des idées de M. Sutherland sur la constitution de l'atome; l'auteur s'appuie du reste constamment sur ses mémoires antérieurs, en ce qui concerne en particulier l'origine électrique de l'attraction moléculaire[1]. Voici le résumé qu'il donne lui-même de son travail.

« Ce qui produit le spectre d'atome est un couple singulier d'électrons situé à l'intérieur de l'atome sur son axe électrique. L'atome est en effet électrisé ou électriquement polarisé en le supposant formé de couples constituants d'électrons ayant leurs axes électriques semblablement dirigés de telle manière que l'atome possède alors des propriétés électriques analogues aux propriétés magnétiques d'une sphère aimantée uniformément. Le champ électrique interne de l'atome correspond au champ extérieur, lequel produit la cohésion (voir les mémoires relatifs aux lois de l'attraction moléculaire). Le couple singulier d'électrons consiste en un électron positif qui agit comme s'il était uniformément reparti dans une sphère de rayon $R = 0{,}795 \times 10^{-8}$, le même pour tous les atomes. On peut considérer cette action comme produite par un petit électron positif se déplaçant au hasard et très rapidement dans cette sphère. L'électron négatif est à une distance r du centre de la sphère de rayon R et sur l'axe électrique. En ce qui concerne l'action extérieure, l'électron positif peut être supposé au centre de la sphère, de sorte que le couple singulier d'électrons forme un doublet de moment er directement opposé au moment es de l'atome entier. C'est ce moment électrique es qui produit le champ électrique externe de cohésion et il produit aussi un champ interne. L'électron négatif singulier est attiré par l'électron positif singulier avec une force $\frac{e^2}{r^2} \cdot \frac{r^3}{R^3} = \frac{e^2 r}{R^3}$ et la position d'équilibre dans le champ électrique interne est à une distance r du centre définie par l'équation $\frac{r}{R^3} = \frac{s}{a^3}$, en appelant a le rayon de l'atome. S'il est déplacé par rapport à cette position d'équilibre, il est facile de voir qu'il vibre avec la même fréquence $2\pi\sqrt{\frac{e^2}{R^3 I}}$ en appelant I l'inertie de l'électron, soit que le déplacement soit dirigé suivant l'axe, soit qu'il lui soit perpendiculaire; il a donc trois degrés de liberté avec la même fréquence pour chacun. De plus, cette fréquence est la même pour tous les atomes si R est le même pour tous, c'est-à-dire une constante universelle. Ce qui conduit à cette hypothèse d'une période fondamentale de vibration atomique, c'est le fait que dans la formule de Balmer-Rydberg $n = n_0 - \frac{b}{(m - p)^2}$, si les paramètres n_0 et p sont particuliers à chaque substance le paramètre b a sensiblement la même valeur pour un grand nombre de séries spectrales appartenant à divers éléments (entre 100 000 et 113 950 pour 15 éléments). La fréquence bV (Vitesse de la lumière) serait alors une constante universelle et c'est en égalant sa valeur, 33.10^{14}, à l'expression donnée plus haut pour la fréquence atomique fondamentale que le rayon R a été calculé en admettant pour i le nombre de J.-J. Thomson, 10^{-27} environ. Cette valeur est voisine du rayon des plus petits atomes. »

En ce qui concerne la capacité diélectrique, le point de vue de l'auteur revient à considérer la polarisation de l'atome sous l'influence du champ comme un effet secondaire : un couple singulier d'électrons dont l'un est en mouvement rapide et quelconque dans l'atome, équivaut, sous l'action du champ, à un couple fixe orienté perpendiculairement à la direction du champ, qui lui imprime une torsion équilibrée par une « rigidité » spéciale; le déplacement relatif des deux charges de ce couple fictif parallèlement au champ crée la polarisation. En faisant usage des formules qu'il a données antérieurement pour la rigidité spéciale dont il vient d'être question, l'auteur aboutit à deux formules reliant, soit pour des métaux, soit pour des diélectriques, et au moyen de deux constantes arbitraires, l'indice de réfraction du système obtenu en supposant les atomes serrés les uns contre les autres, le volume limite qu'occupe ainsi l'atome-gramme et la densité atomique. Ces formules se trouvent convenablement vérifiées pour les métaux alcalins, alcalino-terreux et le lithium, ainsi que les halogènes et les métalloïdes correspondants dans chaque famille.

Enfin l'auteur donne une interprétation cinématique de la formule de Balmer en supposant que le couple singulier d'électrons présent dans l'atome y fait naître des ondes stationnaires dont il règle la position des nœuds.

L. Dunoyer.

1. *Phil. Mag.* VI 4 (1902) 625. — VI 7 417.

Mouvement brownien et constantes moléculaires. — Jean Perrin et Dabrowski (*Comptes rendus, Acad. des Sciences*, **149** (1910) 99-999). — Les hypothèses moléculaires font prévoir que des grains identiques, agités par le mouvement brownien, se distribuent en fonction de la hauteur comme un gaz parfait sous l'action de la pesanteur, et vérifient l'équation

$$\log \frac{n_0}{n} = \frac{N}{RT} v(\Delta - \delta) g h,$$

en désignant par n et n_0 les concentrations des grains à deux niveaux de distance h, par v le volume du grain, par $(\Delta - \delta)$ sa densité apparente (excès de sa densité vraie sur la densité du fluide) et par N la constante d'Avogrado (nombre de molécules contenues dans une molécule-gramme quelconque).

L'expérience a pu être faite avec des grains sphériques de *gomme-gutte*, qui, en effet, ont vérifié cette équation. Dès lors on a eu là un nouveau moyen, le plus précis peut-être, pour déterminer N et les constantes moléculaires qui en dépendent (masses des atomes, charge de l'électron, etc.). On a ainsi trouvé pour N la valeur $70,5.10^{22}$. En même temps, M. Chaudesaigues voulait bien mesurer à la chambre claire pour les *mêmes* grains, quelques centaines de déplacements, et constatait que le mouvement brownien satisfait à une autre équation, tirée par Einstein des hypothèses moléculaires, et dont l'exactitude était encore tout à fait en question, à savoir :

$$\xi^2 = \frac{RT}{N} \frac{1}{3\pi a \zeta} \tau,$$

ξ^2 désignant le carré moyen de la projection, sur un axe Ox, du déplacement subi en un temps τ par un grain de rayon a dans un fluide de viscosité ζ. Les pointes ont donné pour N la valeur 70.10^{22} (et non 64.10^{22}, comme on l'a publié par suite d'une erreur de calcul).

Il était utile de reprendre ces expériences[1], qui donnent aux théories moléculaires une base nouvelle, dans des conditions nettement différentes. Les auteurs ont cherché à changer la nature des grains et, après divers essais, nous avons vu qu'on pouvait opérer sur ces grains de *mastic*, obtenus en précipitant par l'eau la solution alcoolique de cette résine, ce qui donne une émulsion blanche formée de grains parfaitement sphériques. Leur densité apparente, égale à 0,065, est *plus de trois fois plus faible* que celle 0,207 des grains de gomme-gutte, ce qui introduit un changement considérable dans les circonstances qui influent sur la répartition des grains.

De la même façon que pour la gomme-gutte, les auteurs ont préparé, par *centrifugation spontanée*, une émulsion à grains identiques; nous avons déterminé leur rayon, égal à $0\mu,52$, et étudié leur répartition dans une cuve mince par un microscope vertical. Les grains étaient assez gros pour donner leur image sur une photographie instantanée de la tranche mise au point.

La répartition exponentielle fut retrouvée. Par exemple, pour quatre tranches se succédant de haut en bas à 6μ d'intervalle, les nombres des grains aperçus furent :

505 550 940 1880

peu différents des suivants, qui sont en progression géométrique :

280 528 995 1880

1. Depuis la communication de cette note, l'auteur a publié un mémoire d'ensemble sur cette question, voir *Le Radium*, 6 (1909).

Pour le calcul de N, nous avons utilisé douze clichés, où se voient au total 7500 grains et qui donnent pour N la valeur 70.10^{22}, presque identique à la valeur trouvée avec la gomme-gutte.

MM. Perrin et Dabrowski ont également constaté que le mouvement brownien de ces grains s'accorde avec la formule d'Einstein. Les rayons éclairants, issus d'un bec Auer, étaient filtrés par une cuve pleine d'eau. La préparation était noyée dans l'eau, et l'on observait à immersion, notant avec soin la température. L'un des observateurs faisait à la chambre claire les pointés, au commandement de l'autre, par exemple de 30 en 30 secondes, ou, mieux, de 2 minutes en 2 minutes (les petites erreurs des pointages ayant moins d'importance pour de plus grands déplacements). Quelques centaines de déplacements ont donné pour N la valeur 73.10^{22}.

Réunissant toutes les observations sur le mastic et la gomme-gutte, et attribuant aux diverses séries la même importance, on trouve donc pour $N.10^{-22}$ la valeur 70,25 par l'étude de la répartition des grains, et 71,5 par l'étude des déplacements, soit en moyenne 70.75. La série la plus complète (gomme-gutte) et probablement la plus sûre avait donné 70,5. L'écart est insignifiant. La valeur la plus probable de la charge e de l'électron reste donc égale à $4,1.\ 10^{-10}$ unités électrostatiques.

Il est à peine utile d'insister sur le complet succès des prévisions de la théorie cinétique. R.

Recherches sur les propriétés magnétiques des cristaux de magnétite. — V. Quittner (*Ann. de Phys.*, **30** (1909) 289-325). — Ce travail, fait sous la direction de P. Weiss à Zurich, est une continuation des recherches qu'il a publiées dans sa thèse (Paris, 1896). Nous ne pouvons que renvoyer au mémoire pour les détails d'expérience et les courbes obtenues. La magnétite, malgré sa forme régulière, a des propriétés magnétiques plus compliquées que la pyrrhotine (hexagonale). Ces propriétés varient d'ailleurs d'un cristal à l'autre. On peut rendre compte de tous les phénomènes par l'hypothèse suivante : un cristal de magnétite serait absolument symétrique, constitué par des particules isotropes situées aux nœuds d'un réseau cubique. Mais chaque cristal de dimensions suffisantes serait divisé en un grand nombre d'éléments plus petits par des fentes microscopiques (mais très grands vis-à-vis des éléments du réseau) parallèles aux faces de l'octaèdre. Les fentes peuvent être de dimensions variables d'un cristal à l'autre, et dans un même cristal, d'une direction à l'autre.

E. Bauer.

Phénomènes cosmiques

Nouvelle approximation dans l'étude des températures effectives des étoiles. — Ch. Normann (*Comptes-rendus*, **149** (1909) 1058-1041). — L'auteur a amélioré sa méthode pour la détermination des températures effectives des étoiles. Il a construit les courbes de transparence des écrans colorés rouge [illegible] son appareil, d'où les courbes de luminosité de ces écrans pour la lumière solaire, ce qui lui a permis de déterminer les longueurs d'onde efficaces l_1 et l_2 [illegible] pour la température effective du soleil, il a pu construire les courbes de luminosité corr[illegible] diverses températures ; la comparaison de [illegible] par application de la loi de Planck et de la valeur calculée, en supposant que les longueurs d'onde efficaces à 1400° et 100.000° sont

ces mêmes qu'à 6000° montrent que le résultat des mesures faites avec le pyromètre sont conformes à la loi de Planck entre 6000° et 100 000°. La courbe d'étalonnage du pyromètre stellaire permet de déterminer pour la température effective de cet astre une valeur 5000° plus approchée. Les mêmes résultats appliqués aux autres étoiles permettent de corriger les températures précédemment déterminées.

G. Danne.

Dispositifs de mesure pour l'électricité atmosphérique. — **Max Dieckmann** (*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, **211** (1909) 699-705). — L'École technique supérieure de Munich a été chargée d'étudier les meilleurs dispositifs à employer dans l'étude de l'électricité atmosphérique. M. Dieckmann s'est occupé spécialement des instruments destinés à la mesure de $\frac{d^2V}{dh^2}$. On s'est arrêté à l'emploi de trois installations différentes. La première (ballon-sonde) permet d'atteindre la hauteur de 500 m. La deuxième (collecteurs fixes) va jusqu'à 12 ou 15 m. Enfin on a profité d'une antenne de 58 m. destinée à la télégraphie sans fil pour établir un dispositif d'enregistrement continu. L'auteur insiste surtout sur les artifices de construction employés pour augmenter la résistance mécanique des isolants. Les indications sont maintenant relevées et l'on va faire pendant quelques années des mesures systématiques.

Léon Bloch.

Sur l'origine du rayonnement pénétrant dans l'atmosphère. — **T. Wulf** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 997-1003). — Les mesures faites par l'auteur viennent tout à fait à l'appui des conclusions de Kurz et de Gockel. La radiation pénétrante provient de matières radioactives contenues dans le sol jusqu'à une profondeur de 1 m. environ. Il est impossible de déceler avec les moyens employés une constitution du rayonnement pénétrant qui soit d'origine atmosphérique. Les variations du rayonnement pénétrant peuvent s'expliquer par l'action des variations barométriques sur les masses d'air incluses dans le sol.

Léon Bloch.

Sur la radiation pénétrante à la surface du sol. — **Cline (C. A.)** (*Phys. Rev.*, **30** (1910) 55-52). — Trois origines distinctes sont attribuées actuellement à la radiation pénétrante : le sol, l'atmosphère, le soleil. L'étude des variations de l'intensité de la radiation pénétrante en fonction du temps, des éléments météorologiques et du lieu d'expérience peuvent permettre de déterminer celle de ces origines qui est la plus vraisemblable ou du moins la plus importante. L'auteur s'est proposé de voir si à Toronto la radiation pénétrante présentait la double variation diurne observée récemment par Pacini, à Sestola, en Italie [1]. L'appareil employé dans ces expériences se compose d'un condensateur à gaz relié à un électroscope Wilson à feuille inclinée et est représenté par la figure 1 ; les résultats des mesures sont exprimés en nombre d'ions créés par cm³ et par seconde dans le condensateur.

La première série était relative à un condensateur en zinc, insuffisamment clos afin de permettre à la masse d'air contenue à l'intérieur de suivre les variations de la pression atmosphérique ; ces expériences étant faites à l'intérieur d'un laboratoire ont donné pour des périodes d'observations de quatre à six heures une valeur moyenne de 15,95, l'écart maxima à cette moyenne étant de 3 pour 100, de l'ordre de grandeur de la précision des mesures. Cette valeur moyenne n'est pas la même tous les jours ; elle dépend en effet de la pression barométrique et de l'état du sol. L'auteur, par ces expériences, n'a pas pu mettre en évidence une variation diurne de la radiation pénétrante.

Dans une deuxième série d'expériences, la paroi externe du condensateur était constituée par un cylindre de fer galvanisé, complètement clos ; on y introduisait de l'air soigneusement filtré à une pression légèrement supérieure à

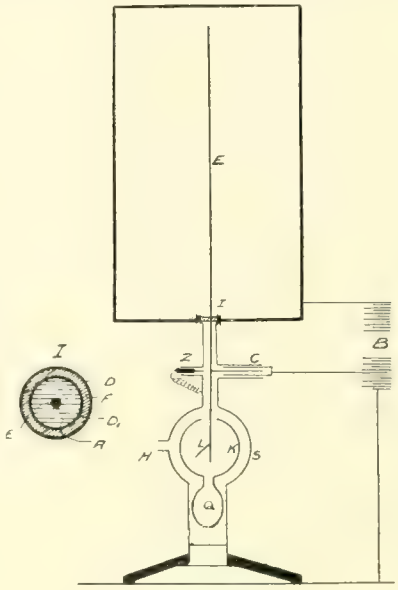


Fig. 1.

la pression atmosphérique. Ici encore on n'a pas observé de variation régulière périodique, mais une diminution graduelle de la conductibilité de l'air à l'intérieur du cylindre ; cette diminution serait due à l'action du champ sur les gros ions que le coton de verre aurait laissé passer. Toutefois, les valeurs obtenues sont beaucoup plus grandes que dans les premières expériences, ce que l'auteur attribue à la radioactivité de la paroi du condensateur.

Enfin, une troisième série d'expériences avait lieu à l'air libre et on utilisait l'appareil précédent après avoir introduit sur la face intérieure de la paroi du condensateur une enveloppe de zinc épais soigneusement poli et préalablement soumis à un lavage chimique ; on y introduisait de l'air filtré et on le fermait hermétiquement. Des mesures commencées immédiatement après ont permis de constater une baisse graduelle de conductibilité jusqu'à une valeur constante, la valeur initiale de la conductibilité était par exemple 19 et atteignait la valeur constante de 11 ions par cm³ et par seconde. Cette expérience met nettement en évidence l'action de la nature de la paroi intérieure, puisque, dans la précédente série des mesures, la conductibilité correspondait à 35. L'étude des courbes obtenues ne révèle pas de variation diurne périodique, ni de relations avec la presssion atmosphérique.

L'auteur conclut de ces expériences et de l'absence de variation périodique que, à Toronto, c'est le sol qui contribue dans la plus large portion à la constitution de la radiation pénétrante à la surface du sol.

G. Danne.

Nouvelles observations sur l'électroscope ; application aux orages électriques. — **W. Strong** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 12-14). — Différents électroscopes donnent des déperditions différentes selon leurs dimensions, leur mode de construction et l'endroit où on les observe. C'est ainsi que dans une cave on a trouvé des

1. *Rend. Acc. Lincei*, **18** (1909) 125-129.

valeurs exceptionnellement élevées. Peut-être les cumulus ont-ils une conductibilité comparable à celle de l'air des caves. Léon Bloch.

Sur la perturbation magnétique du 25 septembre 1909. — **Cirera** (D.) *Comptes-rendus*, **149** (1909) 1055-1056). — Les observations faites à l'Observatoire de l'Ebre pendant cette perturbation permettent de réfuter les deux assertions suivantes : 1° la vitesse de propagation d'influence solaire sur le magnétisme terrestre est de l'ordre de 1 km par seconde ; en effet la perturbation a coïncidé avec l'accroissement d'activité solaire ; 2° objection à l'existence du rapport entre le phénomène des aurores et du magnétisme terrestre ; l'auteur pense en effet que les courbes magnétiques ne peuvent pas présenter les fluctuations si rapides des rayons lumineux des aurores, par suite de l'inertie de l'enregistreur. G. Danne.

Note sur la luminosité spontanée d'un minerai d'uranium. — **R. J. Strutt.** (*Proc. Roy. Soc.*, **88** (1909) 70-71). — L'autunite est spontanément phosphorescente dans l'obscurité. Elle perd cette propriété si on enlève son eau de cristallisation en la mettant, dans le vide, en présence d'anhydride phosphorique.

M. Moulin.

Sur l'accumulation de l'hélium à travers les temps géologiques. — **R. J. Strutt** (*Proceedings Roy. Soc.*, **A-83** (1910) 258-301). — On sait que les roches ignées contiennent parfois des gaz occlus, et, parmi ceux-ci de l'hélium. Ce dernier existe en proportion particulièrement grande dans les minéraux qui renferment des matières radioactives ; dans l'hypothèse de la transmutation des éléments radioactifs, il serait le résultat de leur désagrégation. Le rapport du poids de l'hélium au poids de substance radioactive pourrait donc servir de mesure à l'âge de la roche dans laquelle il se trouve.

L'auteur a étudié plus particulièrement des échantillons de zircone, appartenant à l'époque tertiaire, dont la structure compacte et uniforme rendait les résultats plus sûrs et plus comparables. La séparation quantitative de l'hélium se faisait par le procédé suivant : la zircone pulvérisée et additionnée de deux à trois fois son poids de borax est chauffée pendant cinq minutes au rouge blanc dans une nacelle de platine qu'on enferme dans un tube de quartz. Pour cette opération, le tube est rempli d'oxygène, qu'on absorbera ensuite par du phosphore.

Une petite fuite d'hélium se produit à travers les parois chaudes du tube de quartz, mais elle est négligeable.

Les résultats de l'auteur sont représentés dans le tableau ci-dessous. Dans l'avant-dernière colonne, les matières actives sont évaluées en grammes d'oxyde d'uranium (1 gramme d'oxyde de stratium étant considéré comme équivalent à 0,205 grammes d'oxyde d'uranium). La dernière colonne contient la proportion d'hélium, mais elle peut aussi servir à évaluer l'âge de la roche, chaque unité représentant environ onze millions d'années. Toutefois, l'estimation de l'âge d'une roche, d'après cette méthode, repose sur l'hypothèse que tout l'hélium produit se trouve occlus, et cette hypothèse n'est pas encore certaine. [illegible]

Technique

Sur une modification sur l'appareil de Engler et Sieveking. — **H. Mache** et **S. Meyer** (*Zeitschrift für Instrumentenkunde*, 1909, p. 65). — Lorsqu'on emploie pour la détermination de la teneur en émanation des eaux minérales l'appareil de MM. Engler et Sieveking (*Zeitsch. f. Electrochem.*, II, 1905, p. 714), une partie de l'émanation se perd, lorsqu'on débouche le récipient pour le mettre en raccord avec l'électroscope. La modification des auteurs consiste à employer un dispositif qui évite cet inconvénient.

A cet effet le récipient est bouché par un bouchon métallique dont la forme est conique et qui est traversé par la tige déperditrice descendant dans l'intérieur du vase. Après avoir agité l'eau dans l'appareil, un électroscope complètement fermé peut être adapté sur la partie proéminente de la tige, qui est tirée ensuite vers le haut, avec son bouchon. De cette façon le contact métallique entre la tige déperditrice et le système chargé de l'appareil de mesure est établi, tandis qu'il est interrompu entre la tige et le récipient. En terminant, les auteurs proposent pour exprimer la radioactivité d'employer les unités généralement usitées en Allemagne, et d'employer des condensateurs plus volumineux. B. Szilard.

TABLEAU I

Numéro.	Localité.	Age géologique	Par gramme de zircone				Proportion d'hélium
			Hélium cc $\times 10^{-4}$	U_3O_8 gr $\times 10^{-4}$	ThO_2 gr $\times 10^{-4}$	Équivalent U_3O_8 gr $\times 10^{-4}$	
1	Vesuve	Tertiaire	<0,4	58,0			<0,01
2	Campbell I. Nouvelle-Zélande	Tertiaire.	0,807	5,47	8	[illegible]	0,225
3	Mayen Eifel	Tertiaire.	1,14	12,7	0	12,7	0,090
4	Expailly, Auvergne	Tertiaire.	2,12	5,72	0	5,72	0,570
5	N. E. Tasmanie	?	4,54	1,14	0	1,14	5,88
6	Brevig Norvège	Après le dévonien	98,8	13,5	52,7	20,0	[illegible]
7	Cheyenne Cañon, Colorado	Paléozoïque	195	12,8	11,3	15,1	12,8
8	Rivière Verte, Henderson Co N. Caroline	Paléozoïque.	255	12,9	30,1	19,0	13,4
9	Oural	Paléozoïque.	500	6,54	46,5	15,8	19,0
10	Kimberley, Mines de diamant	Paléozoïque.	325	10,8	1,52	[illegible]	29,2
11	Ceylan	Ancient	210	6,77	19,8	10,6	19,8
12	Ceylan	Ancient	285	10,1	4,0	10,9	26,0
13	Ceylan	Ancient	575	7[illegible],5	28,5	81,1	[illegible]
14	Sebastopol, Bedfrew Co Ontario	Ancient.	114	1,85	[illegible]	[illegible]	56,6

Quelques variations observées dans les mesures à l'électroscope et le moyen de les éviter. — **A. S. Russel** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 278-284). Avec les électroscopes dont la feuille d'or est supportée par une longue tige de soufre, les courants mesurés vont en croissant avec le temps jusqu'à un certain maximum si l'on maintient la charge de l'électroscope. On évite ces variations en employant un isolant court et en l'entourant d'un tube relié à la cage. M. Moulin.

Nouvel électroscope à lecture microscopique. — **E. Wiechert** (d'après la description de l'appareil). — Cet appareil se compose de deux parties : l'électroscope

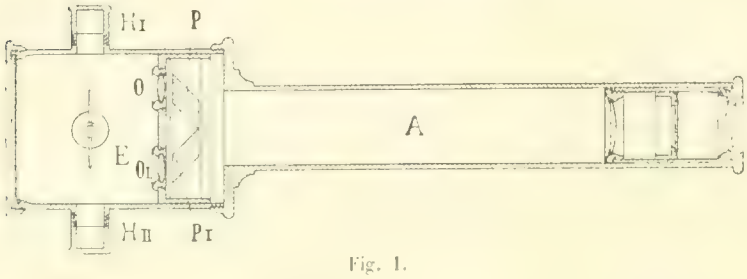


Fig. 1.

proprement dit E et le système de lecture A (fig. 1). Les feuilles d'aluminium sont remplacées par deux fils de quartz argentés F (fig. 2) montés sur les bras inclinés d'un support qui est fixé dans une pièce en ambre B. A l'intérieur du support perforé s'engage un fil métallique fixé dans un bouchon d'ambre constituant ainsi le système de charge : il suffit, en effet, d'introduire une tige dans le bouchon, de manière à ne former qu'un seul conducteur avec le fil pour donner une charge aux fils argentés. On évite ainsi de desserrer le support de fils dans son isolant et l'accès de la poussière et des courants d'air. L'une des faces du bâti est fermée par une plaque de verre dépoli; la face opposée est constituée par le système de lecture.

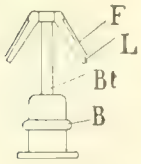


Fig. 2

Ce système se compose de deux objectifs, deux prismes parallélépipédiques et d'un oculaire portant un micromètre vertical. Chaque objectif donne respectivement l'image d'un des fils et ces images sont déplacées ensuite par les prismes de telle façon que les fils se croisent (fig. 3). Les écarts des feuilles peuvent être mesurés en volts et gradués, au moyen du micromètre. On peut évaluer le déplacement de 0,01 du point de croisement d'images. Suivant la grosseur des fils on peut avoir une étendue de mesure variable entre 50 et 400 volts pour 100 divisions de la graduation. On a constaté une perte de tension de 4 volts en 24 heures dans plusieurs observations faites avec une charge de 60 volts. G. Dannel.

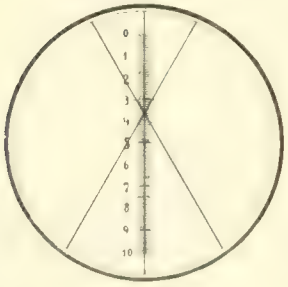


Fig. 3

Sur les propriétés physiques des feuilles d'or aux températures élevées. — **J. C. Chapmann et H. L. Porter** (*Proc. Roy. Soc.*, **83** (1909) 65-68). — Le professeur Turner avait montré que les feuilles d'or deviennent transparentes lorsqu'on les chauffe sur une lame de verre.

Les expériences décrites dans ce mémoire montrent que les feuilles d'or subissent une contraction importante lorsqu'on les chauffe au-dessus de 540° (environ 0,05 à 400°). Avec un fil fin, aucune contraction ne se produit, la longueur augmente d'une manière continue par dilatation. Les auteurs pensent que ces faits peuvent s'expliquer de la manière suivante : la tension superficielle tend à contracter les feuilles, mais la rigidité de l'or s'oppose à cette contraction. Lorsqu'on chauffe, la rigidité doit décroître plus vite que la tension superficielle. La température à laquelle la contraction se produit doit dépendre de l'épaisseur, la rigidité augmentant rapidement avec l'épaisseur, tandis que la tension superficielle reste constante.

Par suite de cette contraction, une feuille d'or chauffée sur une lame de verre doit se fendiller. On constate au microscope qu'il en est bien ainsi : la lumière qui traverse cesse d'ailleurs d'être verte. M. Moulin.

Préparation de lames minces par volatilisation dans le vide. — **L. Houllevigue** (*C. R.*, **149** (1909) 1568-1569). Si dans un vide de quelques millièmes de millimètre, on volatilise un fil métallique chauffé par le passage d'un courant électrique d'intensité croissante, on peut obtenir en quelques secondes, sur une lame de verre faisant face au fil et animée d'un mouvement de rotation rapide, une pellicule uniforme du métal volatilisé. L'auteur décrit le dispositif expérimental qui lui a permis d'obtenir les dépôts des métaux suivants : platine, or, argent, fer, cuivre, cadmium, zinc, étain, ces métaux étant préalablement déposés sur une âme en fil de fer pour éviter le sectionnement du fil par fusion. Ces dépôts permettent l'étude de l'aspect présenté par les différents métaux en ce qui concerne la transparence, la réflexion et l'effet de la température sur ces phénomènes.

G. Dannel.

REVUE DES LIVRES

The Norvegian Aurora Polaris Expedition (1902-1903). — Volume I. — **On the cause of magnetic storms and the origine of terrestrial magnetism** par **Kr. Birkeland** (H. Aschehoug et Cie, Christiania).

Cette très belle publication contient les procès-verbaux et les résultats détaillés de toutes les observations magnétiques faites en 1902-1903 par la célèbre expédition norvégienne de l'Aurora Polaris. L'ouvrage débute par une description complète, tant au point de vue géographique qu'au point de vue climatologique, des principales stations prises pour bases par l'expédition. Des reproductions photographiques très intéressantes donnent beaucoup d'attrait à cette description. Puis M. Birkeland indique par quelle division du travail on a pu utiliser les observations journalières de 25 stations en vue de déterminer les éléments magnétiques des régions explorées. Des indications de méthode sont données pour expliquer comment on a fait le calcul de la force perturbatrice totale et de ses différents constituants. Suivent deux chapitres dont le premier contient la détermination des valeurs moyennes et des sensibilités

normales pour les stations de base. L'autre contient l'étude des perturbations élémentaires. Cette étude, qui est l'objet essentiel du livre, nous fait passer en revue les perturbations équatoriales, orages équatoriaux positifs et négatifs, les perturbations polaires typiques, les orages cycloniques. Un autre chapitre traite des perturbations composées, des orages polaires positifs et négatifs. On sait avec quelle autorité M. Birkeland a su aborder par le calcul l'étude des orages magnétiques, et le lecteur trouvera dans cette importante publication l'occasion de comparer les observations les mieux établies avec les prévisions fournies par la théorie corpusculaire.

Léon Bloch.

Das Radium und die Farben, par **C. Doelter** (Th. Steinkopff, éditeur, Dresde, 1910. Prix : 5 francs).

Ce petit livre contient le résultat des expériences de l'auteur et la bibliographie complète d'un sujet encore mal connu : l'action du radium et des différents rayonnements sur la coloration des corps organiques, inorganiques et des minéraux naturels. Nous citerons parmi les chapitres les plus intéressants et les plus complets ceux qui traitent de la décoloration des verres, de la coloration du sel gemme, de la coloration des pierres précieuses. On trouvera une énumération complète et méthodique de l'action du radium et de la lumière ultraviolette sur les différents éléments et composés minéraux, ainsi que sur les colorants organiques, soit naturels, soit artificiels.

L'action du radium sur les colloïdes, la transformation des phases amorphes en phases cristallines sont étudiées en grand détail. Un dernier chapitre traite plus spécialement du mode d'action du radium, il contient une foule d'observations importantes sur le mécanisme de la décoloration et signale quelques applications pratiques.

Léon Bloch.

Jubelband für Svante Arrhenius. Deux volumes édités par le *Zeitschrift fur Physikalische Chemie*, formant les tomes 69 et 70 de ce périodique, 685 et 658 pages (1909 et 1910).

Le premier volume contient une intéressante biographie de Svante Arrhenius par W. Ostwald, et un grand nombre de mémoires sur divers sujets de chimie physique. Parmi les auteurs français, M. Le Chatelier y a publié une note sur la loi des tensions fixes de dissociation, M. P. Duhem un travail sur la propagation des ondes de choc au sein des fluides, et M. Ph. A. Guye un article sur l'importance de la chimie physique pour la détermination des poids moléculaires.

E. Bauer.

Das Licht in seinem elektrischen und magnetischen Wirkungen. — Christian Riess, 1 vol. 14×22, 262 pages. J. A. Barth (Leipzig, 1909). Prix : M. 5.

L'ouvrage est divisé en cinq chapitres : 1° L'effet Hertz (l'action de la lumière sur l'étincelle) ; 2° L'effet Lenard (qu'on appelle en Allemagne l'effet Hallwachs) ; 3° L'effet Becquerel (les piles photo-électriques) ; 4° Variation de la résistance et de la force électromotrice de contact par la lumière ; 5° Actions magnétiques de la lumière.

Dans le premier chapitre l'auteur décrit le phénomène de l'abaissement (apparent) du potentiel explosif par la lumière ultraviolette. Il cite certaines expériences où la lumière paraît gêner la décharge. Il est intéressant de voir combien les théories proposées pour l'explication de l'effet Hertz étaient incomplètes et contradictoires (Swyngedauw Wiedemann) avant que la découverte de l'effet Lenard et de l'ionisation par choc soit venue simplifier et éclaircir les choses.

L'effet Lenard occupe à lui seul la plus grande partie du livre. Le lecteur y trouvera un exposé très complet des méthodes employées, des résultats expérimentaux obtenus. La question très importante de fatigue photo-électrique y est traitée au point de vue de Hallwachs qui attribue la fatigue à l'absorption des gaz, principalement de l'ozone. Certaines recherches récentes semblent avoir une grande importance théorique, comme celles de Ladenburg, qui montrent qu'à une excitation lumineuse de fréquence donnée correspond une émission des électrons de vitesse déterminée. A la fin du chapitre se trouvent exposées les théories qui attribuent à la lumière solaire une influence sur l'électricité atmosphérique. Malheureusement ces théories ne pourront recevoir des bases solides que lorsque sera résolue la question douteuse de l'ionisation des gaz par la lumière ultraviolette.

Dans le troisième chapitre sont décrites les piles photo-électriques à électrodes sensibles (sels halogénés de l'argent, certains métaux oxydés) et à électrolyte sensible (certains colorants). L'étude de ces dernières, toute récente (expériences de Goldmann), montre des grandes analogies avec l'effet Lenard. La théorie électronique semble rendre parfaitement compte de tous les faits observés. Quant aux piles à l'iodure d'argent, les très intéressantes expériences de Scholl sur la sensibilisation des électrodes par la lumière violette pour les radiations à longueur d'onde plus grande, et sur la variation de résistance qu'éprouve le sel éclairé, mettent en évidence le rôle important de la dissociation électronique. Mais une partie du potentiel photo-électrique est certainement redevable à la réaction photochimique elle-même. On pourrait d'ailleurs concevoir cette réaction comme un phénomène secondaire, provoqué par les bombardements des électrons, ce qui serait en accord avec l'action photographique des rayons cathodiques.

Les propriétés du sélénium et des autres corps dont la résistance peut être influencée par la lumière sont décrites dans le quatrième chapitre. Le paragraphe sur le sélénium est écrit avec une compétence particulière par l'auteur qui a beaucoup contribué à l'étude de ce corps.

Dans le dernier chapitre nous trouvons la description de certaines expériences contradictoires, et pour la plupart négatives, sur les effets magnétiques de la lumière, et l'exposé des relations entre l'activité solaire, le magnétisme terrestre et les aurores boréales.

L'auteur, comme il le dit lui-même dans la préface, a cherché à réunir dans ce livre « tous les principaux résultats expérimentaux et à indiquer toute la littérature » relative aux phénomènes photo-électriques. Ces paroles de la préface caractérisent bien l'ouvrage. En effet, le nombre d'expériences décrites et de travaux cités est très grand. L'auteur a pris le parti de laisser parler ceux qu'il cite ; il s'abstient généralement des commentaires. Ce genre d'exposé convient très bien aux questions dont l'étude n'est pas très avancée comme celle des piles photo-électriques. Par contre, pour d'autres phénomènes mieux connus comme l'effet Lenard, on pourrait préférer un exposé plus théorique et raisonné. On pourrait trouver superflue la description détaillée de certaines expériences entachées de causes d'erreur ou partant de vues fausses. Quoi qu'il en soit, l'abondance de matière et surtout la bibliographie précise et complète rend ce livre très utile à tous ceux qui voudraient étudier quelques-unes de ces questions difficiles et compliquées.

L. Wertenstein.

L'évolution d'une science. La chimie, par **W. Ostwald** (1 vol. 364 pages (12×18), Bibliothèque de Philosophie scientifique (E. Flammarion, éditeur, Paris). Prix : 3 fr. 50.

La chimie est une science [illegible]

histoire présente un intérêt en quelque sorte actuel. Ses lois fondamentales datent d'il y a cent ans à peine et tout l'immense labeur, par lequel l'énorme édifice de la chimie a été construit, nous paraît avoir été fait sous nos yeux.

Ce caractère d'actualité, M. Ostwald l'a fait ressortir à merveille dans son livre. Avec un grand talent littéraire, l'illustre chimiste allemand retrace les grandes lignes du développement de la chimie. Il ne se contente pas de faire un exposé des doctrines, il nous décrit les hommes qui ont créé ces doctrines, il dépeint leurs caractères, leurs discussions passionnées, leurs idées grandioses et leurs erreurs étonnantes. Il nous fait revivre en quelque sorte « l'évolution d'une science ». Ce très beau livre doit dissiper pour toujours le préjugé du grand public suivant lequel les savants sont des hommes, utiles certes, mais sans individualité, sans passions ni défauts. M. Ostwald a le grand mérite de montrer combien il y a d'humain dans l'âme d'un savant.

En même temps, ce livre constitue un des meilleurs ouvrages de vulgarisation de la chimie. En effet, il est difficile de mieux saisir l'importance et l'essence même des lois stéochiométriques et de la stéréochimie qu'en voyant ses doctrines se former comme conséquences nécessaires des découvertes venant sans cesse demander une place nouvelle dans la science. Quant aux idées purement modernes relatives à l'électrochimie, aux équilibres chimiques, vitesses de réactions, phénomènes catalytiques, toutes ces notions difficiles sont exposées avec une telle clarté et élégance qu'elles devront paraître simples, même à ce qu'on appelle le public éclairé.

Bien entendu, M. Ostwald reste dans cet ouvrage l'adversaire cruel et implacable de l'atomisme et de la matière. On prévoit le triste rôle qu'il fait jouer à l'élément. Détroné de son existence immuable et éternelle, l'élément n'est pour M. Ostwald qu'un cas particulier des systèmes que nous fait connaître la règle des phases. Et naturellement dans les combinaisons l'élément n'existe plus, puisqu'il n'y a que la phase qui soit réelle. M. Ostwald ne manque pas une occasion pour dire aux hypothèses des choses désagréables, leur enlever tout ce qu'elles contiennent d'hypothétique, pour ne laisser plus subsister que des relations expérimentales. Cet effort est intéressant, certes. Mais c'est vraiment trop d'abstinence que de vouloir renoncer complètement aux hypothèses. Comment se passer de la stérochimie qui réunit aussi admirablement les faits épars de la chimie organique! M. Ostwald veut que les propriétés des corps ne soient données qu'en fonction des variables accessibles à l'expérience, c'est-à-dire composition et énergie des combinaisons : il veut différencier les isomères par leur énergie. Mais le nombre de ces variables est-il suffisant pour en déduire la multiplicité des propriétés chimiques? Et le mot « accessible à l'expérience » a une signification bien vague. En effet la radioactivité et l'étude du mouvement brownien nous a révélé des phénomènes auxquels on n'avait pas songé. L'atomistique expérimentale est en marche et personne ne peut dire où elle s'arrêtera.

L. Wertenstein.

L'Énergie, par **W. Ostwald** (1 vol. 254 pages (12 × 18), Nouvelle collection scientifique, F. Alcan, éditeur, Paris). Prix : 5 fr. 50.

C'est un ouvrage de vulgarisation scientifique et de propagande philosophique à la fois. Pour faire goûter au grand public les avantages de l'énergétique, il fallait le familiariser avec la notion physique de l'énergie. Les conceptions scientifiques effrayent d'habitude les profanes par leur caractère abstrait et aride. M. Ostwald a su rendre la conception d'énergie sympathique. Il a voulu plus : son but était de discréditer, au profit de l'énergie, la matière, qui est pourtant bien plus familière à tout le monde. S'il n'y est pas arrivé, il a montré toutefois, dans un exposé historique, admirable par la clarté et la vivacité du style, combien les principes de l'énergétique sont généraux et aptes à représenter la diversité des phénomènes physiques.

Les silhouettes des pionniers de la science donnent à l'ouvrage un intérêt littéraire. C'est passionnant, cette lutte des génies, âgés tous de moins de trente ans, pour le triomphe des idées, qui révolutionnent la science en lui ouvrant des horizons nouveaux.

Le principe de Carnot, mieux rattaché d'une façon ingénieuse à la définition des températures, devient simple et tangible. En représentant toutes les énergies comme produits d'un facteur matériel par un facteur d'intensité, l'auteur arrive à une généralisation très heureuse de la thermodynamique, où il a été d'ailleurs précédé en partie par quelques auteurs (Lippmann, Mach, etc.). D'une tentative très hardie, Ostwald veut conquérir pour l'énergétique tous les autres phénomènes de l'univers, à savoir les phénomènes biologiques et sociologiques. Il y a dans cet essai des idées très jolies. La définition de la civilisation comme étant un perfectionnement des méthodes de transformation de l'énergie paraît très juste. Le lien de l'énergétique et de l'industrie est évident. Ce n'est pas étonnant, puisque l'énergétique est par excellence une philosophie de la domination technique de l'homme sur la nature. Pour subordonner aux lois de l'énergie les phénomènes psychologiques, l'auteur a recours à un élargissement de l'énergétique, qui paraît soulever de grandes difficultés. Il crée la notion de l'énergie psychique. Or, cette énergie ne saurait être caractérisée par des paramètres purement physiques. Et, par conséquent, le principe physique de la conservation de l'énergie serait faux pour l'organisme. C'est aux psychophysiologistes de vérifier les conséquences de cette idée, qui ne paraît pas être en accord avec les tendances purement physico-chimiques de la physiologie moderne.

Mais limitons-nous au domaine physique. Certes, on peut admirer la beauté et l'harmonie de l'énergétique. Mais à l'heure actuelle nous ne pourrons pas suivre l'auteur jusqu'au bout. M. Ostwald considère les énergies comme les seules réalités de ce monde. Ce sont pour lui des puissances élémentaires et impénétrables. A côté d'elles, la matière se trouve condamnée à une existence anémique et empruntée. Les hypothèses atomiques, qui tendent à unifier le monde en cherchant, dans toutes énergies, une cause commune, violent, suivant M. Ostwald, le caractère fondamental du monde, qui est la diversité infinie. Or, après les progrès éclatants de l'atomistique, il n'est plus nécessaire de défendre avec des arguments purement philosophiques le besoin naturel « d'expliquer les phénomènes » qui choquent tant M. Ostwald. Les constantes numériques des atomes tendent à devenir aujourd'hui la base de la conception physique de l'univers. Le principe de conservation d'énergie n'en reste pas moins vrai, mais il ne devient qu'une conséquence de la structure unitaire des choses.

L. Wertenstein.

Annuaire de la Société Belge d'Astronomie (1910), (1 vol. 182 pages, F. Larcier, éditeur, Bruxelles).

Cet Annuaire est le quinzième publié par la Société Belge d'Astronomie. Il constitue une nomenclature claire et méthodique de tous les phénomènes astronomiques, météorologiques et naturels pendant l'année 1910.

Le Gérant : Pierre Auger.

66577. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Recherches sur l'effet photoélectrique de Hertz

Par Eugène BLOCH

Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale supérieure.

En 1887, Hertz découvrait que la production d'une étincelle électrique était facilitée par la lumière ultraviolette provenant d'une autre étincelle. Peu de temps après, Hallwachs complétait cette découverte en montrant qu'il s'agissait d'une déperdition d'électricité négative par la cathode sous l'influence des radiations de courte longueur d'onde. On reconnut de suite que les divers corps présentent très inégalement cette propriété que nous appellerons, conformément à l'habitude actuelle, l'effet photo électrique de Hertz-Hallwachs. Certains métaux, par exemple, comme le zinc et l'aluminium, la possèdent à un haut degré ; d'autres, comme le fer ou l'or, sont beaucoup moins sensibles. D'une manière générale, l'ordre dans lequel se classent les métaux à ce point de vue suit d'assez près la série de Volta, au moins à la pression ordinaire ; en d'autres termes, les métaux les plus électropositifs paraissent aussi les plus photoélectriques. Ce parallélisme fut confirmé par l'importante découverte d'Elster et Geitel, qui, les premiers, prouvèrent que les métaux les plus électro-positifs, c'est-à-dire les métaux alcalins, sont beaucoup plus sensibles que tous les autres ; les radiations visibles les déchargent alors qu'elles sont sans action sur les métaux ordinaires.

1. Essais de classification des métaux. — Depuis ces premiers travaux, bien des tentatives ont été faites pour classer les métaux par ordre de pouvoir photoélectrique décroissant. Les listes ainsi établies sont en général qualitatives ; mais il y a eu aussi plusieurs essais quantitatifs auxquels nous nous attacherons surtout. La grosse difficulté que l'on rencontre dans ce genre de recherches, est la variabilité extrême de l'effet Hertz avec les conditions expérimentales. En premier lieu, deux surfaces du même métal, inégalement polies ou polies depuis des instants différents, présentent des différences souvent énormes. En particulier toutes les surfaces sensibles paraissent se *fatiguer*, c'est-à-dire que l'effet décroît progressivement, d'abord très vite, puis plus lentement, sous l'influence de causes complexes dont les principales sont l'action de la radiation, l'oxydation, l'occlusion de gaz ou d'humidité par le métal. D'autre part la nature et la pression du gaz qui environne la lame éclairée influent fortement sur l'effet Hertz, de même que la grandeur du champ électrique qui sert à faire la mesure, la température, etc. On comprend dès lors que les auteurs qui ont tenté de classer les métaux aient eu quelque difficulté à réaliser des surfaces nettement définies, à se mettre à l'abri des erreurs provenant de la fatigue et des autres causes de variations. Les classifications quantitatives ont été faites soit dans l'air ou un autre gaz à la pression ordinaire, soit dans le vide. Parmi les premières on peut citer celles de Ramsay et Spencer[1], et de Herrmann[2] ; parmi les secondes, celles de E. Ladenburg[3] et de Millikan et Winchester[4]. Voici une partie des listes de ces quatre auteurs :

Ramsay et Spencer		Herrmann		E. Ladenburg		Millikan et Winchester	
Al	85,5	Al	27,2	Cu	15,6	Cu	25,5
Mg	66,7	Zn	13,7	Laiton	10	Au	24,6
Zn	41,7	Mg	13	Zn	6,67	Ni	25,8
Sn	7,81	Sn	10,8	Bi	4,62	Laiton	25,7
Cd	7,52	Bi	9,25	Pt	3,51	Ag	17,1
Pb	6,58	Cd	7,7	Ni	2,99	Fe	16,5
Bi	5,20	Pb	6,4	Fe	2,37	Al	14,8
Au	2,19	Cu	6,52	Au	1,97	Mg	11,0
Ni	1,56	Ni	5,15	Ag	1,42	Sb	4,0
Co	1,25	Co	5,05			Zn	1,2
Cu	1,14	Ag	2,98			Pb	0,9
Ag	0,92	Au	2,90				
Fe	0,098 à 0,51	Fe	1,58				

La première liste a été obtenue avec des métaux aussi bien polis que possible, la seconde en polissant chaque métal de manière à obtenir l'effet optimum. La troisième a été également dressée en polissant à fond les métaux, mais aucune précaution de ce genre n'a été prise pour la quatrième. Les nombres indi-

1. Ramsay et Spencer, *Phys. Mag.*, 12, 1906, 597.
2. Herrmann, *Dissertation*, Leipzig, 1908.
3. E. Ladenburg, *Ann. d. Physik*, 12, 1905, 558.
4. Millikan et Winchester, *Phys. Rev.*, 14, 1907, [illegible].

qués sont des moyennes entre les nombres obtenus pour divers échantillons du même métal. Ce seul fait leur ôte déjà une bonne partie de leur valeur, puisque, par exemple, Ramsay et Spencer donnent, pour le cuivre, des nombres aussi différents que 1,50 et 0,99, et que, de même, Herrmann trouve, pour le cadmium, des nombres allant de 7,41 à 8,16. Si l'on fait abstraction de cette difficulté, on sera frappé des différences qui existent entre des listes dressées dans des conditions pourtant analogues : non seulement les rapports diffèrent, mais l'ordre même des métaux peut s'inverser. Pour ne citer que des métaux très photo électriques, on voit que, pour Ramsay et Spencer le magnésium est 1,5 fois plus photo électrique que le zinc, alors que pour Herrmann il l'est un peu moins.

De même, pour les listes obtenues dans le vide, il n'y a concordance ni sur la grandeur, ni même sur le sens du phénomène.

Ainsi, qu'il faille attribuer les différences au polissage, à la fatigue ou à toute autre cause, il est hors de doute qu'il n'existe aucune concordance, même approximative, entre les listes quantitatives données jusque à ce jour. On peut remarquer en particulier que, dans le vide, l'ordre des métaux n'a plus aucun rapport avec la liste obtenue à la pression ordinaire, et que le parallélisme avec la série de Volta disparaît totalement.

Les quelques observations qui suivent permettent de comprendre pourquoi toute classification quantitative des métaux paraît actuellement impossible à établir avec quelque rigueur.

Nous supposerons que l'on cherche à comparer les métaux en les plaçant dans le même champ électrique, dans le même gaz, à la même température et à la même pression, enfin en les éclairant de la même manière.

1° *Si la comparaison est faite dans le vide*, elle aura l'avantage d'éviter les complications dues au gaz et aussi, d'après plusieurs travaux récents, celles qui proviendraient de la fatigue *pendant l'expérience*. Mais il s'écoule nécessairement un temps relativement long entre le polissage ou le nettoyage du métal et la mesure. Or, la fatigue se produit surtout dans les premières minutes et est très inégale pour les divers métaux. Donc, à supposer même que l'état initial de chaque métal fût parfaitement défini (ce qui est loin d'être le cas, comme on le verra), une fois le vide réalisé, les rapports que l'on obtient peuvent n'avoir plus aucune relation avec ceux du début, que l'on se proposait de connaître.

Si la surface métallique est produite dans le vide même (par distillation par exemple) l'inconvénient précédent sera évité mais il sera difficile d'obtenir une surface *plane* au degré qui est nécessaire pour les radiations ultra-violettes, et d'éviter les diffusions ou réflexions irrégulières qui fausseraient entièrement une mesure *quantitative*. L'emploi des surfaces liquides (mercure et amalgames) permettrait peut-être de tourner cette nouvelle difficulté et a été effectivement préconisé[1].

2° *Si l'on opère dans un gaz*, par exemple dans l'air à la pression ordinaire, on peut faire les mesures un temps très court après le polissage (de l'ordre de la minute). La difficulté précédente se trouve donc atténuée ; et l'on peut même aisément imaginer des dispositifs où elle disparaîtrait totalement, la mesure de l'effet se faisant *au moment même* où le renouvellement de la surface vient d'avoir lieu. Mais une autre difficulté aussi grave se présente, c'est l'impossibilité où l'on se trouve d'obtenir (au moins avec les métaux solides usuels) une surface bien définie. Plusieurs auteurs, en particulier Hallwachs et Herrmann, ont déjà signalé la difficulté qu'il y a à obtenir, dans des conditions en apparence identiques, des résultats constants, et ont étudié l'influence du degré de poli. Les nombreux essais que j'ai faits dans cette voie n'ont fait que confirmer leurs résultats. Les lames à polir étaient montées sur un moteur rapide à vitesse à peu près constante. On appuyait sur elles pendant la rotation la substance de polissage (par exemple du papier émeri marque Hubert avec ou sans essence de térébenthine). Dans d'autres cas, on faisait tourner un disque recouvert de drap mouillé sur lequel on pulvérisait de l'eau tenant en suspension du colcothar lévigé, et on appuyait contre le disque les lames métalliques tenues à la main. Avec un même papier émeri, par exemple, le résultat obtenu dépend essentiellement de la durée du travail et de la force d'application des deux surfaces frottantes l'une contre l'autre. La couche grise d'oxyde ou de métal qui se forme rapidement sur le papier et en empâte le grain joue dans le polissage un rôle beaucoup plus important que le grain lui-même. Aussi peut-on obtenir avec quelque exercice des effets assez voisins avec tous les papiers fins (n°s 0-00-000-0000) ; et s'il est est possible d'affirmer que l'effet photoélectrique est plus intense quand on s'est servi de ces papiers que des papiers à gros grains (3-4-5), il paraît difficile de décider, parmi les papiers du même groupe, celui qui donnera l'effet optimum (ce que prétend cependant faire Herrmann). — On pourrait espérer obtenir des résultats plus réguliers en réalisant, dans chaque cas, le poli spéculaire. J'ai pu, en effet, m'en rapprocher pour plusieurs métaux comme le cuivre, le zinc ou le fer. Mais il ne m'a pas paru que la régularité des effets en fût accrue. Peut-être cela tient-il à ce que, pour les très petites longueurs d'onde actives dans le phénomène, un poli en apparence spéculaire est, en réalité, assez grossier.

On peut conclure de là que *toute classification*

1. Kinges, *Ann. de Phys.*, 31 (1910), 545.

quantitative des métaux d'après leur pouvoir photoélectrique est, à l'heure actuelle, illusoire.

Dans les expériences dont il va être question, j'ai cherché à éclaircir quelques problèmes qui, malgré cela, restent abordables et conservent tout leur intérêt. En premier lieu, on est frappé, quand on parcourt l'importante littérature relative au sujet, de voir combien peu d'auteurs se sont préoccupés de *l'influence du choix de la radiation active sur le phénomène.* L'effet sélectif des radiations de courtes longueurs d'onde est connu depuis l'origine, et pourtant il n'existe, à ma connaissance, qu'un nombre très petit de travaux où la longueur d'onde utilisée soit bien connue. Le plus souvent on s'est contenté, ou d'employer la radiation globale d'une source riche en rayons ultra-violets, ou de filtrer les rayons à travers diverses substances définissant plus ou moins bien un domaine spectral. Les seules exceptions notables sont : 1° les expériences de Ladenburg[1] et de ses continuateurs sur certains métaux placés dans le vide ; 2° celles sur les métaux alcalins, étudiées par Elster et Geitel et, en dernier lieu, par Hallwachs[2]. Aussi me suis-je proposé de comparer, dans l'air à la température et à la pression ordinaires, les métaux *pour une série de longueurs d'onde nettement définies.* On pouvait penser qu'une partie au moins des différences observées dans les classifications signalées plus haut s'expliquerait par la différence des radiations employées.

L'exposé qui va suivre sera divisé de la manière suivante : 1° description des appareils employés ; 2° expériences sur la fatigue et l'influence de la longueur d'onde sur l'effet photo électrique ; 3° expériences sur les courbes de saturation, et explication théorique de ces courbes.

2. Disposition des appareils. — La source de radiations est l'arc au mercure du type Heræus. Cet

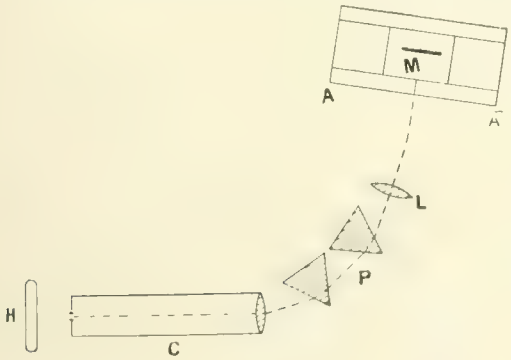


Fig. 1.

arc H, placé près du collimateur C, lui envoie des rayons qui, après dispersion par les prismes P et passage à travers la lentille L, viennent former dans le plan AA' un spectre dont la longueur totale est d'environ 10 centimètres. Les prismes P sont en quartz, les lentilles en quartz achromatisé par le spath.

L'appareil de mesure électrique, dont le détail est donné dans les figures 2 et 3, est une boîte de laiton B à section carrée de 5 centimètres de côté et de 9 centimètres de hauteur. Cette boîte porte à la partie supérieure un bouchon d'ébonite, au centre duquel se trouve fixé, par l'intermédiaire d'un tube métallique T, un bouchon d'ambroïde. Dans ce dernier passe une tige qui sera reliée à l'électromètre et qui supportera les lames métalliques étudiées, pendant que T est relié au sol et la boîte elle-même au pôle positif isolé d'une batterie d'accumulateurs. La lame M prend donc une charge négative, et le courant photoélectrique de déperdition est mesuré à la manière usuelle au moyen d'un électromètre Curie.

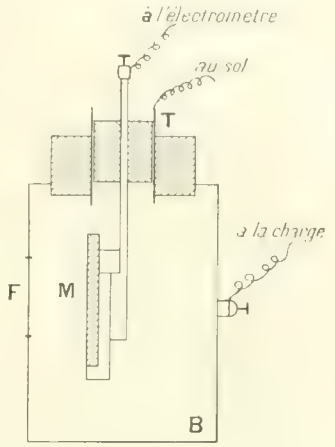


Fig. 2.

Afin d'éclairer la lame, la boîte B porte, sur sa face antérieure (que l'on peut ouvrir par une charnière) une fente F de $1^{mm},5$ de large environ et de 2 centimètres de haut. On amène le plan de cette fente à coïncider avec le plan AA' où se forme le spectre, et, par déplacement de la boîte le long d'une glissière en bois, la raie que l'on se propose d'étudier peut être placée rapidement sur la fente elle-même ; la radiation correspondante pénètre alors seule dans la boîte et tombe sur la lame M. Le réglage est grandement facilité par le dispositif suivant : sur la face antérieure de la boîte B, et de part et d'autre de la fente F, on a collé deux lames minces de verre (couvre-objets de microscope) recouvertes d'une substance fluorescente. Les raies spectrales viennent se dessiner sur cette substance, ce qui permet immédiatement de choisir celle qui sera admise dans la boîte B. Comme substance fluorescente j'ai utilisé la willémite et le platinocyanure de baryum. La première est satisfaisante pour la portion extrême du spectre, de 500 $\mu\mu$ à 240 $\mu\mu$, mais peu brillante pour les longueurs d'onde plus grandes. La seconde, aussi éclatante que la willémite dans la région extrême, est en outre très brillante pour la région moins éloignée. Elle me paraît donc préférable. Quant au verre d'urane, que

1. E. Ladenburg, *Phys. Zeitsch.*, 8 (1907) 590.
2. Hallwachs, *Ann. d. Physik.*, 30 (1909) 592.

j'ai aussi utilisé, il est bien insuffisant au-dessous de la longueur d'onde 300 μμ. — Le spectre de l'arc au mercure étant relativement pauvre en raies, la largeur de la fente du collimateur était réglée de manière que son image recouvrît à peu près exactement la fente F de la boîte B. On arrive ainsi à avoir une énergie suffisante pour permettre les mesures, tout en évitant la superposition partielle des raies.

Il était important, dans les comparaisons des métaux entre eux, ou dans l'étude de la variation de l'effet en fonction du temps, de pouvoir enlever ou remettre rapidement en place les lames M. A cet effet elles ont toutes été taillées sur le même modèle : ce sont des rectangles de 42 × 36 millimètres de côté et de 2 millimètres d'épaisseur, taillés en biseau sur leurs deux bords les plus longs (fig. 3). Ces lames s'engagent à frottement doux dans un petit châssis de fer ; celui-ci, par une glissière, s'engage dans un châssis analogue, mais plus petit, porté par la tige reliée à l'électromètre. Pour remplacer une lame par une autre, on retire l'ensemble de la lame et de son châssis de support, on fait l'échange hors de la boîte, et on remet en place le châssis. Je me suis assuré que le bord du châssis de fer, qui ne reçoit d'ailleurs aucune lumière directe, ne modifie en rien l'effet Hertz produit sur la lame étudiée.

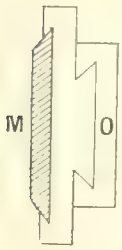


Fig. 3

Les métaux sur lesquels les expériences ont porté sont : le zinc, l'aluminium, le laiton, le cuivre, le fer, le nickel, l'argent. Les raies ultra-violettes utilisées ont été surtout celles de longueurs d'onde 254, 265, 280, 313 (en μμ.). Pour des longueurs d'onde plus grandes les effets observés ne sont plus mesurables avec mon dispositif pour aucun des métaux précédents. Les raies 313 et 280 ne donnent même d'effets intenses qu'avec le zinc et l'aluminium, dont l'étude a, par suite, pu être poussée plus loin. Il est remarquable, en particulier, que la raie 366, qui est l'une des plus intenses du spectre de l'arc au mercure, ne produise aucun effet photoélectrique sensible.

3. Variations de l'effet Hertz avec le temps; accroissements spontanés de l'effet. — On désigne sous le nom de « fatigue » la diminution progressive de l'effet qui se présente chez tous les métaux à la pression ordinaire, et qui paraît due à des causes fort complexes. Des très nombreux travaux publiés sur ce sujet, et parmi lesquels il faut citer surtout ceux de Hallwachs[1], il ressort que les principales causes de fatigue sont les suivantes : l'oxydation de la surface, l'occlusion de gaz (surtout l'ozone, que l'ultraviolet crée lui-même dans l'oxygène, ou la vapeur d'eau), l'action directe de la lumière sur la surface éclairée (corrosion de la surface, etc.). La fatigue est surtout intense au début, aussitôt après le polissage, l'effet tombant souvent de moitié en quelques minutes (Al, Cu...). Elle dépend de la nature du gaz et diminue avec la pression. Dans le vide absolu, malgré quelques contradictions, il semble que l'on puisse admettre que la fatigue est très faible ou nulle. Enfin, une lame qu'un éclairage prolongé a fortement fatiguée peut *se régénérer* partiellement à l'obscurité. Tel est le résumé très succinct de nos connaissances sur ce point.

1. Hallwachs, *Ann. d. Physik*, **23** (1907) 459.

Il m'a été possible de les compléter en constatant pour bien des métaux un effet opposé au précédent, c'est-à-dire *un accroissement spontané de l'effet avec le temps*. Un fait de ce genre avait déjà été signalé pour le zinc amalgamé par Buisson[1] et Von Schweidler[2] ; mais son caractère exceptionnel avait empêché que l'attention ne se portât sur ce point. Or, les métaux usuels le présentent avec une grande netteté, à condition seulement que la surface soit frottée avec un émeri à grain assez grossier (papier Hubert, nos 1 à 5 ou toile émeri). Il est des plus nets pour le zinc, le cuivre, le fer. Par contre, je n'ai jamais pu l'observer avec l'aluminium. Voici quelques exemples :

Longueurs d'onde des raies étudiées	**Zinc** frotté avec papier n° 1 G. Courant photo-électrique au bout des temps (en minutes)						
	2 à 3	18	54	62	78	118	12 heures après
313	12,8	41	61	74,6	72,5	64,1	26
280	54,5	72,5	87	85,3	80	68,5	41,7
	Cuivre frotté avec toile émeri n° 5.						
254	Le courant croît en quelques minutes de 17,5 à 55,5, puis décroît lentement.						
	Cuivre (frotté avec papier n° 5).						
254	Le courant va en quelques minutes de 27,5 à 55, puis décroît lentement.						
	Fer frotté avec papier n° 5.						
254	Le courant croît en quelques minutes de 42 à 56,8, puis décroît lentement.						

La variation est, comme on le voit, bien plus rapide au début pour le cuivre et le fer que pour le zinc. Pour ce dernier, le maximum n'est souvent atteint qu'au bout d'une heure ; pour les premiers, au bout de quelques minutes.

Il est utile de compléter les indications précédentes en signalant une particularité assez remarquable. On sait que bien des métaux se polissent mieux en présence de certains liquides qu'à sec. Le fait est bien connu pour l'aluminium, qu'il est fort difficile de polir sur papier émeri, si l'on n'ajoute pas un peu

1. Buisson, *Thèse*, Paris, 1901.
2. Von Schweidler, *Wiener Berichte*, **112** (1903) 974.

d'essence de térébenthine. La même essence améliore aussi le polissage du zinc. Or, *tous les métaux polis en présence d'essence de térébenthine ne présentent plus l'accroissemnet d'effet signale plus haut* : la fatigue commence dès le début des mesures. Peut-être peut-on rapprocher ce fait d'un autre connu depuis longtemps : l'essence de térébenthine est un catalyseur d'oxydation. Si l'oxydation du métal est plus rapide, peut-être la période d'accroissement initial passe-t-elle inaperçue. Cela reviendrait à admettre que les accroissements observés plus haut sont liés à la formation de la première trace d'oxyde (ou à la première altération de la surface, quelle qu'elle soit). C'est là une hypothèse dont la vérification expérimentale paraît possible, mais qui, pour l'instant, ne peut être présentée qu'avec les plus grandes réserves.

En résumé, le phénomène bien connu de la fatigue photoélectrique est souvent précédé d'une période pendant laquelle le phénomène inverse, c'est-à-dire un accroissement spontané de l'effet, se produit. Toute explication de la fatigue devra expliquer aussi l'accroissement, et ce nouvel élément ne paraît pas propre à faciliter l'explication.

4. Action de diverses raies sur un même métal. Inégalité de la variation en fonction du temps pour les diverses raies. — D'après ce qui a été dit au paragraphe 1, il paraît difficile, par l'action d'un procédé de polissage déterminé sur un métal, d'obtenir une surface toujours identique à elle-même. En d'autres termes, il est illusoire de chercher à faire correspondre à chaque procédé de polissage un nombre bien défini représentant la grandeur correspondante de l'effet. Mais, si les valeurs absolues sont illusoires, les valeurs relatives conservent un sens. Grâce au dispositif décrit plus haut, il est possible : 1° pour un métal donné de faire alterner rapidement plusieurs radiations bien définies ; 2° pour une radiation donnée de faire alterner rapidement plusieurs métaux. Cette méthode d'expériences croisées fournira des rapports dont le sens sera parfaitement susceptible d'interprétation.

Dans ce qui va suivre nous supposerons d'abord que, pour un métal donné, on se propose de comparer les actions de plusieurs raies. Et nous examinerons principalement les questions suivantes : 1° le rapport de ces actions dépend-il du degré de poli?

2° la variation de l'effet avec le temps (accroissement ou fatigue) dépend-il de la raie employée?

On constate d'abord facilement l'effet nettement sélectif des diverses raies. Pour tous les métaux étudiés, la raie 254 m'a toujours donné des effets notablement plus grands que ceux fournis par les raies 265, 280, 313. Ainsi pour l'aluminium les effets correspondant à $\lambda = 254$ sont 2 à 4 fois plus intenses que pour $\lambda = 313$; pour le zinc ils sont 5 à 10 fois plus intenses. Ces résultats ne peuvent avoir d'intérêt que si on les rapproche des mesures d'énergie totale, faites sur les raies de l'arc au mercure par Pflüger[1] et Ladenburg[2]. D'après ces auteurs la raie 254 transporte environ 2 fois moins d'énergie que la raie 313. Rapportés à des énergies égales, les rapports des effets pour les raies 254 et 313 varieraient donc de 6 à 20 pour le zinc et de 4 à 8 pour l'aluminium. Les autres raies donnent des résultats analogues, et l'on voit l'avantage qu'il y a, au point de vue de la sensibilité, à utiliser les plus petites longueurs d'onde. Ladenburg[3] avait déjà signalé des faits analogues pour les métaux placés dans le vide; Hallwachs[4] les a confirmés pour les métaux alcalins.

Nous pouvons maintenant aborder les deux questions posées ci-dessus. En premier lieu, *si l'on mesure aussitôt que possible après le polissage les effets produits par diverses raies sur le même métal, on trouve que le rapport des effets dépend beaucoup du degré et du procédé de polissage* (ou de renouvellement de la surface). Voici quelques exemples :

Zinc. — Rapports des courants photoélectriques pour les raies 280 et 313.			
1er Échantillon.	Polissage par toile émeri	00	2.55
—	— papier	3	2.18
—	— papier	1F	0.62
2e Échantillon.	— papier	4	12.3
—	— papier	1F	0.77
—	— papier	0	0.74
Aluminium. — Rapports des courants pour les raies 254 et 265.			
1er Échantillon.	Polissage par papier n	3	2.62
—	—	1M	2.40
—	—	00	2.18
—	—	0000	1.83
2e Échantillon	— n	3	2.76
—	—	1M	2.52
—	—	00	2.22
—	—	0000	1.85

La variation est particulièrement grande pour le zinc. Dans le 2e exemple cité pour ce métal, le courant photoélectrique produit par la raie 280, qui était 12 *fois supérieur* à celui de la raie 313 pour un certain poli, lui est devenu *inférieur* pour un autre.

On est conduit à des conclusions analogues lorsqu'on étudie l'action du temps. Le rapport des effets fournis par deux raies agissant sur le même échantillon de métal varie en fonction du temps. En d'autres termes *la fatigue ou l'accroissement photoélectrique sont très différentes pour les diverses raies.* Ce résultat me paraissant présenter quelque importance, je reproduis complètement les résultats d'une série de mesures à titre d'exemple.

1. Pflüger, *Phys. Zeitschr.*, 5 (1904) 414; *Ann. d. Phys.*, 26 (1908) 789.
2. E. Ladenburg, *Phys. Zeitschr.*, 5 (1904) 525.
3. E. Ladenburg, *Phys. Zeitschr.*, 8 (1907) 590.
4. Hallwachs, *Ann. d. Phys.*, 30 (1909) 592.

Un échantillon de zinc, ayant été poli avec du papier émeri 4, a fourni, pour les deux raies 280 et 313, les courants suivants, par expériences croisées.

λ = 280	49	22,5	27,5	29,2	
λ = 313	1,67	4,2	5,78		

Quelques minutes après :

λ = 280	29,9	29,8	29,8	
λ = 313	8,5	8,8		

Rapports successifs : 12,5 9,4 5,9 5,6 4,9
Puis : 5,54 5,45 5,29

On voit qu'il s'agit d'une période d'accroissement de l'effet, pendant laquelle le rapport des effets a varié de 12,5 à 5,29. *L'accroissement pour la raie 280 a donc été 4 fois moins rapide que pour la raie 313.*

Voici un autre exemple dans lequel on a traversé et dépassé la période d'accroissement pour atteindre celle de fatigue. Les rapports mesurés pour deux raies paraissent eux-mêmes passer par un minimum aux environs du changement de sens dans l'évolution du phénomène; et ce résultat semble général. Il s'agit du zinc poli avec le papier émeri 1 G.

Rapport des courants pour les raies	Au début	5 min après	56 min. après	50 min. après	12 heures après
254 et 265 . .	2,23	2,11	2,05 m	2,25	2,51
280 et 313 . .	4,25	1,76	1,11	1,06 m.	1,60

On voit que pour la raie 280, par exemple, l'accroissement a été 4 fois plus rapide que pour la raie 313, jusqu'au maximum; puis la fatigue en douze heures a, à son tour, été 1,60 fois plus grande.

On peut, pour un même métal, rapprocher les résultats de toutes les comparaisons précédentes, et se demander entre quelles limites peut varier le rapport des courants photoélectriques fournis par deux raies, quand on change de toutes les manières possibles le degré de poli ou la fatigue de la surface. Ces limites sont souvent très éloignées. Ainsi pour le zinc et les deux raies 313 et 280 les rapports obtenus ont varié depuis 0,5 jusqu'à 12.

Une conclusion simple et générale ressort de ce qui précède : *pour un métal et un groupe de raies déterminé, la raie la plus active n'est pas toujours la même. Elle peut changer avec le degré de poli de la surface ou avec le temps.*

5. Comparaison des divers métaux pour des raies déterminées. — Les résultats ci-dessus étant établis pour chaque métal, il devient possible de passer à la comparaison des divers métaux entre eux.

Pour chaque métal, le rapport des effets pour deux raies peut varier entre deux limites plus ou moins éloignées, qui dépendent de l'état initial de la surface et du temps depuis lequel celui-ci a été réalisé. Or, ces deux limites sont assez fortement différentes pour plusieurs métaux différents et pour les mêmes raies. Ainsi pour les raies 254 et 265 le rapport des effets varie de 1,5 à 3 pour le zinc, de 2,5 à 5 pour le cuivre. Ici encore on voit apparaître les propriétés sélectives des diverses radiations.

Si l'on rapproche ce résultat de celui qui a été énoncé plus haut sur l'inégalité des variations avec le temps pour chaque raie, on aura deux raisons d'énoncer le résultat suivant, sur la portée duquel il est inutile d'insister. *L'ordre de deux métaux dans la classification fondée sur le pouvoir photoélectrique peut fort bien s'inverser quand on passe d'une longueur d'onde à une autre.* En fait, il m'a été possible de réaliser, par exemple, deux échantillons d'aluminium et de zinc tels que le premier fût, à un moment donné, plus photoélectrique que le second pour la raie 313, et moins que le second pour la raie 280.

Ce résultat montre nettement l'importance qu'il y a à définir la longueur d'onde sur laquelle on opère, lorsqu'on compare deux métaux, et il explique certainement une partie des écarts constatés par divers expérimentateurs et dont il a été question au premier paragraphe de ce mémoire.

6. Les courbes de saturation. — On sait que dans les cas ordinaires d'ionisation par petits ions, le courant qui traverse le gaz augmente avec la différence de potentiel jusqu'à un certain maximum qui correspond à un palier horizontal sur la courbe représentative, dite courbe de saturation. Ce palier se prolonge jusqu'à la région de l'ionisation par chocs, début de la décharge disruptive, dans laquelle la courbe remonte rapidement. Le courant photoélectrique présente à cet égard une particularité qu'on peut déjà constater sur les courbes des premiers expérimentateurs (Stoletow, Von Schweidler, etc.) : il n'arrive jamais à une véritable saturation, mais continue à croître d'une manière très appréciable jusqu'au moment où l'ionisation par collisions entre en jeu.

J'ai commencé par vérifier ce fait en opérant sur des longueurs d'onde bien déterminées. Pour avoir des potentiels dont les rapports, sinon les valeurs absolues, fussent parfaitement connus, une batterie d'accumulateurs de 800 volts environ était fermée sur un mégohm, jouant le rôle de potentiomètre, et la boîte B contenant la lame étudiée était chargée par une dérivation prise sur ce mégohm. Les valeurs absolues des potentiels étaient données par un voltmètre multicellulaire. Il est possible, par des expériences

croisées, de déterminer avec quelque précision les rapports des courants observés dans deux champs différents. Voici un exemple, dans lequel le métal étudié est le zinc éclairé par la raie 313.

Potentiels en unités arbitraires	Courants
1	10
2	16,75
4	25,21
6	31,26
9	36,26
11,29	39,52

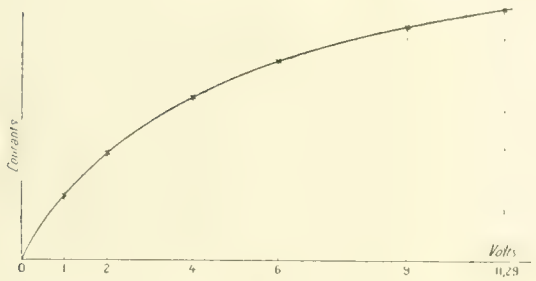


Fig. 4.

Le potentiel le plus élevé est de 793 volts et correspond à un champ de 466 volts-centimètres. On voit combien la courbe représentative est éloignée de la saturation même pour les potentiels les plus élevés.

On peut songer à plusieurs mécanismes pour expliquer cette difficulté de saturation. Un de ceux qui se présentent le plus naturellement à l'esprit est le suivant. Les ions négatifs de l'effet photoélectrique sont produits, comme l'a montré Lenard, par des corpuscules négatifs émis par la surface éclairée et constituant des rayons cathodiques. Ces corpuscules, étant donnée leur faible vitesse, se convertissent aussitôt dans le gaz en ions négatifs en se fixant à des molécules neutres; d'où le caractère unipolaire de l'effet Hertz. Or, les rayons cathodiques des tubes à vide, grâce à leur grande vitesse, ionisent fortement les gaz (Lenard). Ne pourrait-il pas y avoir une ionisation du même genre, bien que très atténuée, dans l'effet Hertz, *avec production d'ions des deux signes*? S'il en était ainsi l'ascension continue de la courbe de saturation tiendrait à ce que l'ionisation par chocs commence même pour les plus faibles potentiels. D'ailleurs le caractère strictement unipolaire de l'effet ne serait pas en contradiction avec cette explication, puisque, dans le champ électrique toujours dirigé vers la lame éclairée, les ions positifs, s'ils existent, sont libérés dans le voisinage immédiat de la lame, et par suite absorbés aussitôt par elle; il est donc difficile de les mettre en évidence.

L'hypothèse paraît d'autant plus séduisante au premier abord qu'aux basses pressions l'ionisation par chocs intervient effectivement comme l'ont montré les travaux de Townsend.

On peut donc se demander : 1° si la vitesse initiale des corpuscules dans l'effet Hertz est suffisante pour leur permettre de produire des ions par collision; 2° si les ions positifs hypothétiques pourraient être mis expérimentalement en évidence.

La vitesse nécessaire pour ioniser par chocs a été évaluée par plusieurs auteurs. Langevin[1] trouve qu'il faut une chute de potentiel de 50 volts pour communiquer au corpuscule la vitesse nécessaire. Stark[2] trouve une valeur variant de 20 à 50 volts, Lenard[3] donne 11 volts. Plus récemment ont été obtenus des nombres qui concordent assez bien avec ce dernier : O. von Baeyer[4] trouve 10 volts, Dember[5] trouve 8 volts. Si l'on admet comme le plus probable le nombre 10, on en conclura que les électrons de l'effet Hertz ne doivent pas ioniser sensiblement par collision. Leurs vitesses d'émission, d'après Lenard et ses continuateurs, sont en effet égales en moyenne à celle que leur communiquerait une chute de potentiel de 2 ou 3 volts. Il suffit, pour s'en rendre compte, de chercher le potentiel positif maximum pris par un métal primitivement neutre sous l'influence de la lumière ultraviolette. Ce potentiel est celui que les électrons ne sont pas capables de surmonter, et il dépasse rarement quelques volts. On peut donc déjà conclure de là que le mécanisme imaginé plus haut pour expliquer la forme des courbes de saturation n'est probablement pas le véritable.

D'autre part, si l'on cherche à mettre expérimentalement en évidence la production d'ions positifs dans l'effet Hertz, on est conduit à des résultats négatifs. Je citerai à ce sujet l'expérience suivante. Un

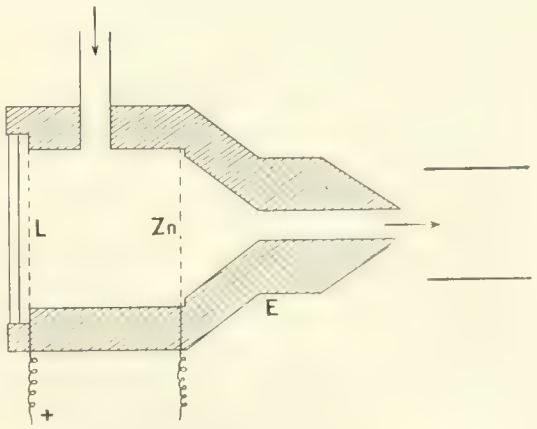


Fig. 5.

entonnoir en ébonite (E, fig. 5), fermé à sa partie antérieure par une lame de quartz mastiquée, con-

1. Langevin, *Thèse* 1902 85.
2. Stark, *Ann. d. Phys.*, 4 1901 411 7 1902 421.
3. Lenard, *Ann. d. Phys.*, 8 1902 149.
4. O. von Baeyer, *Berichte d. Deutsch. Phys. Gesell.* 6 (1908) 96.
5. Dember, *Ann. d. Phys.*, 30 1909 157.

tient une toile métallique de laiton L et une lame de zinc poli et percée de nombreux trous. Un courant rapide d'air filtré peut être envoyé dans l'appareil à travers les ouvertures et dans le sens des flèches. Si, pendant l'éclairement de la lame de zinc à travers le quartz et la toile L, il se produit des ions positifs, le courant d'air en arrachera une partie, au moment même de leur production, à l'action du champ créé entre L et *Zn*, et on pourra ensuite les déceler en envoyant le gaz entre deux plateaux métalliques parallèles placés à la sortie de l'entonnoir et formant le condensateur de mesure. Or, quels que fussent la vitesse du gaz et le champ électrique utilisé, je n'ai pu déceler aucune charge positive.

7. Théorie des courbes de saturation. — Nous conclurons de ce qui précède qu'il n'y a pas lieu de faire intervenir, à la pression ordinaire, l'ionisation par chocs, et que le nombre d'ions négatifs produits est sensiblement égal au nombre même des corpuscules sortant du métal. Ces corpuscules parcourront dans le gaz un chemin moyen λ du même ordre que celui que l'on pourrait calculer à partir de leur mouvement d'agitation thermique, mais probablement un peu supérieur (quelques-uns d'entre eux étant émis avec des vitesses et dans des directions telles qu'ils ne soient pas arrêtés dès la première collision). Puis, alourdis par les molécules gazeuses, ils deviendront des ions ordinaires.

Mais ces ions, produits au voisinage immédiat de la lame éclairée, se diffusent très activement vers elle, malgré le champ électrique qui tend à les en éloigner, de sorte que le courant recueilli dans un champ donné sera moins intense que le courant maximum théorique, qui entraînerait la totalité des ions produits par seconde. Nous allons voir qu'il est possible, sous cette forme, de mettre le problème en équation et de faire la théorie complète des courbes de saturation. Le procédé de calcul que je vais appliquer m'a été signalé par M. Langevin, dont les conseils m'ont été des plus utiles dans l'établissement de toute cette théorie.

Nous représenterons par k et D la mobilité et le coefficient de diffusion des ions, par h le champ électrique *que nous supposerons uniforme*[1]. L'arrivée des corpuscules dans le gaz y produit des ions dont la densité varie avec la distance à la lame éclairée. Nous supposerons que la surface de celle-ci est 1 cm². Nous appellerons q la densité négative des ions produits par seconde à la distance x de la lame, et n la densité présente à la même distance en régime permanent. En exprimant la conservation des charges dans une lame d'air d'épaisseur dx placée à la distance x de la lame, on trouve

$$kh\frac{dn}{dx} - D\frac{d^2n}{dx^2} = q.$$

Une première intégration permet d'écrire :

$$khn - D\frac{dn}{dx} = \int_0^x q\,dx - i_0.$$

La constante d'intégration i_0 désigne visiblement le courant de diffusion qui traverse la lame éclairée elle-même. L'expression q doit être regardée comme une fonction donnée de x, dont la forme dépend, comme on le verra, de la loi d'émission admise pour les électrons sortant de la lame. Il est commode d'introduire dans le calcul le courant photoélectrique i mesuré à l'électromètre. Soit I la quantité totale d'électricité libérée par seconde dans le gaz (c'est-à-dire la quantité totale d'électricité sortant par seconde de la lame éclairée). On a évidemment :

$$I = \int_0^\infty q\,dx \qquad i = I - i_0;$$

et en tenant compte de ces deux égalités, l'équation à intégrer s'écrit

$$(1) \qquad khn - D\frac{dn}{dx} = i - \int_x^\infty q\,dx.$$

On peut remarquer que I désigne le courant théorique maximum ou courant de saturation.

La méthode de variation des constantes arbitraires conduit à écrire l'intégrale de l'équation linéaire (1) sous la forme

$$(2) \qquad n = Ce^{\frac{kh}{D}x},$$

C étant une fonction de x définie par

$$C = \frac{1}{D}\int_0^x \left[\int_x^\infty q\,dx - i\right] e^{-\frac{khx}{D}}\,dx.$$

Comme n doit rester fini à l'infini, il faut nécessairement, d'après (2), que C s'annule quand x croît indéfiniment. Il en résulte que

$$i\int_0^\infty e^{-\frac{khx}{D}}\,dx = \int_0^\infty e^{-\frac{khx}{D}}\,dx\int_x^\infty q\,dx.$$

Le premier membre se calcule immédiatement, le second peut être intégré par parties, et l'on trouve

$$(3) \qquad i = I - \int_0^\infty e^{-\frac{khx}{D}}\,q\,dx.$$

Le problème se trouvera dès lors entièrement résolu si l'on sait calculer q en fonction de x. Or, la valeur de q dépend de la loi d'émission admise pour les électrons[1]. Nous allons examiner trois hypothèses simples.

1. Cette hypothèse est très près d'être exacte, au moins dans les champs intenses.

1. Dans un mémoire récent (*Ann. d. Phys.*, 15 Mars 1910, p. 769) Robinson a cherché à déterminer expérimentalement

1° *L'émission est normale.* Dans ce cas, parmi le nombre total I des électrons émis, ceux dont le libre parcours dépasse x sont en nombre[1] $Ie^{-\frac{x}{\lambda}}$. On déduit immédiatement de là

$$(a) \qquad q = \frac{I}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

2° *L'émission est homogène*, c'est-à-dire que les électrons sont émis également dans toutes les directions. C'est l'hypothèse la plus vraisemblable *a priori*.

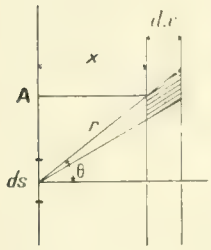


Fig. 6.

Un très petit élément ds de la lame éclairée envoie alors dans un cône très étroit d'angle solide $d\omega$, faisant avec la normale l'angle θ, un nombre d'électrons

$$\frac{I}{2\pi} ds d\omega$$

Ceux d'entre eux qui sont arrêtés dans une tranche comprise entre les abscisses x et $x+dx$ sont en nombre

$$dp = \frac{I}{2\pi\lambda} e^{-\frac{r}{\lambda}} ds d\omega dr,$$

en désignant par r et $r+dr$ les longueurs des génératrices du cône jusqu'aux deux plans limitant cette tranche. Or, le volume que le cône découpe dans cette même tranche est

$$dv = \frac{r^2 d\omega}{\cos\theta} dx;$$

de sorte que le nombre d'ions arrêtés par unité de volume est, en remarquant que $x = r\cos\theta$,

$$\frac{dp}{dv} = \frac{I}{2\pi\lambda} e^{-\frac{r}{\lambda\cos\theta}} \frac{ds}{r^2}.$$

Or, nous pouvons évidemment prendre pour élément ds la surface d'une couronne circulaire ayant le point A pour centre et comprise entre les cercles de rayons $x\,tg\theta$ et $x\,tg\theta + d(tg\theta)$, de sorte que

$$ds = 2\pi x\,tg\theta \times x \frac{d\theta}{\cos^2\theta}.$$

D'après cela le nombre *total* d'électrons reçus (c'est-à-dire d'ions formés) par unité de volume de la tranche $(x, x+dx)$ sera

$$(b) \qquad q = \frac{I}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} tg\theta\, e^{-\frac{r}{\lambda\cos\theta}} d\theta;$$

la loi d'émission. Mais la précision de ses expériences me paraît tout à fait insuffisante pour permettre de conclure avec quelque vraisemblance.

1. Voir, à ce sujet, la thèse de Langevin, p. 56.

3° *L'émission a lieu suivant la loi du cosinus.* Le calcul conduira évidemment au même résultat que le précédent, sauf un facteur $2\cos\theta$ qu'il faudra ajouter sous le signe d'intégration. On aura donc

$$(c) \qquad q = \frac{2I}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta\, e^{-\frac{r}{\lambda\cos\theta}} d\theta.$$

Nous sommes dès lors en possession de tous les éléments nécessaires pour compléter le calcul de la courbe de saturation. En portant successivement l'une des trois expressions a, b, c, dans la formule 5, on constate qu'une interversion de l'ordre des quadratures par rapport à x et à θ permet d'achever entièrement le calcul, et on est conduit à l'une des trois lois de saturation suivantes, dans lesquelles on a posé, pour abréger,

$$z = \frac{k\lambda}{D} h$$

Emission normale : $$\frac{I-i}{I} = \frac{1}{1+z} \qquad (\alpha)$$

Emission homogène : $$\frac{I-i}{I} = \frac{1}{z} L(1+z) \qquad (\beta)$$

Emission suivant la loi du cosinus :

$$\frac{I-i}{I} = \frac{2}{z}\left[1 - \frac{1}{z} L(1+z)\right]. \qquad (\gamma)$$

8. Vérifications expérimentales. — Nous nous servirons, pour confronter ces formules avec l'expérience, des nombres donnés plus haut (p. 131) à titre d'exemple. La variable z de nos formules est proportionnelle au champ électrique h, c'est-à-dire au potentiel de charge de la boîte B. Les valeurs de z devront donc être choisies de manière à varier dans le même rapport que les nombres de la première colonne du tableau ci-dessus. Les formule α, β, γ permettront alors d'obtenir les quotients $\frac{i}{I}$ et par suite de calculer les rapports des courants successifs i. Ces rapports devront coïncider avec les rapports expérimentaux déduits de la seconde colonne du tableau ci-dessus, rapports qui sont justement fournis par l'expérience avec une précision assez grande (du 100me environ). Les résultats des calculs sont consignés dans le tableau de la page suivante.

L'examen des nombres de la dernière colonne du tableau montre immédiatement :

1° Que la théorie proposée concorde avec l'expérience;

2° Que la concordance est particulièrement bonne dans l'hypothèse de l'*émission homogène*, où elle a lieu au 100me. (c'est-à-dire avec la précision même des expériences) dans toute l'étendue de la courbe;

3° Qu'il est difficile néanmoins de faire un choix

1° Résultats expérimentaux.

Champs électriques	Courants	Rapports des champs successifs	Rapports des courants successifs
1	10		
2	16,75	2	1,675
4	25,21	2	1,505
6	31,26	1,5	1,24
9	36,26	1,5	1,16
11,29	39,52	1,254	1,09

2° Résultats théoriques.

Emission normale (formule α).

Valeurs de z	Valeurs de $\frac{i}{I}$	Rapports des z successifs	Rapports des courants
0,24	0,1955		
0,48	0,324	2	1,676
0,96	0,490	2	1,51
1,44	0,590	1,5	1,20
2,16	0,685	1,5	1,16
2,71	0,730	1,254	1,068

Emission homogène (formule β)

Valeurs de z	Valeurs de $\frac{i}{I}$	Rapports des z successifs	Rapports des courants
0,4	0,159		
0,8	0,265	2	1,67
1,6	0,405	2	1,51
2,4	0,490	1,5	1,22
3,6	0,576	1,5	1,17
4,51	0,622	1,254	1,08

Emission suivant la loi du cosinus (formule γ).

Valeurs de z	Valeurs de $\frac{i}{I}$	Rapports des z successifs	Rapports des courants
0,345	0,183		
0,69	0,306	2	1,672
1,38	0,462	2	1,51
2,07	0,558	1,5	1,21
3,105	0,649	1,5	1,16
3,894	0,722	1,254	1,11

définitif parmi les trois lois d'émission étudiées; il faudrait, pour cela, que l'exactitude des expériences atteignît le millième, ce qui paraît actuellement difficile dans ce genre de mesures.

En résumé, le mécanisme imaginé ci-dessus pour expliquer la forme expérimentale de la courbe de saturation paraît entièrement justifié, bien que la loi même d'émission des électrons ne puisse encore être actuellement fixée avec certitude.

Mais il y a plus : la comparaison numérique de la théorie et de l'expérience peut être poursuivie au delà du point où nous en sommes arrivés, et elle va nous fournir une nouvelle concordance des plus remarquables.

Le tableau précédent nous fixe en effet la valeur de z pour chaque valeur expérimentale du champ électrique. Si l'on cherche, par exemple, la valeur de z correspondant au plus faible des champs employés (qui était de 41 volts-centimètre environ), on trouve, suivant la loi d'émission adoptée, les trois nombres 0,24 — 0,4 — 0,545. Or, z est défini par l'égalité

$$z = \frac{k\lambda}{D} h$$

d'où l'on tire,

$$\lambda = \frac{z}{h} \frac{D}{k}.$$

Les valeurs correspondantes de z et de h étant connues comme on vient de le voir, il suffira, pour calculer λ, de connaître aussi le rapport $\frac{D}{k}$. Or, on sait[1] que ce rapport peut se calculer indépendamment de toute expérience d'ionisation par la formule

$$\frac{D}{k} = \frac{\pi}{Me},$$

en désignant par e la charge atomique, et par M le nombre des molécules d'un gaz par centimètre cube sous la pression π. Si l'on prend pour π la pression atmosphérique normale ($1,01 \times 10^6$ baryes), la loi de Faraday en électrolyse donne

$$Me = 1,29 \times 10^{10}$$

si la température est 0°. A 15°, température où ont été mesurés k et D, on trouve

$$Me = 1,25 \times 10^{10}$$

d'où

$$\frac{D}{k} = 0,82 \times 10^{-4}.$$

On possède donc tous les éléments nécessaires pour calculer λ, et l'on trouve les valeurs suivantes :

$\lambda = 1,44 \times 10^{-4}$ si l'émission est normale ;
$\lambda = 2,4 \times 10^{-4}$ si l'émission est homogène ;
$\lambda = 2,07 \times 10^{-4}$ si l'émission a lieu suivant la loi du cosinus.

Or, dans l'air à la pression ordinaire le chemin moyen des molécules est, d'après la théorie cinétique, voisin de 10^{-5}; le chemin moyen des électrons doit être voisin de

$$\lambda' = 4\sqrt{2} \times 10^{-5} = 0,57 \times 10^{-4}.$$

L'accord entre ce nombre et les valeurs de λ doit être considéré comme très satisfaisant, si l'on se rappelle que les électrons de l'effet Hertz ont vraisembla-

1. Voir, par exemple, la thèse de Langevin, p. 49.

blement un libre parcours moyen un peu plus élevé que celui que l'on calculerait simplement à partir de leur vitesse d'agitation thermique : l'ion négatif auquel ils donneront naissance ne sera formé qu'au bout de plusieurs parcours moyens.

9. Variations avec la longueur d'onde et avec le temps. — Dans la théorie précédente, on a supposé que le libre parcours moyen λ d'un électron émis par le métal était une constante. Or, ce libre parcours dépend d'un certain nombre de circonstances, dont il faudrait tenir compte pour compléter la théorie, mais sur lesquelles nous donnerons surtout pour l'instant des indications expérimentales.

La forme des courbes de saturation dépend de la longueur d'onde utilisée. Pour le vérifier, la méthode la plus simple consiste à mesurer, pour deux longueurs d'onde, les rapports des courants photoélectriques, dans deux champs électriques différents. Si ces rapports diffèrent eux-mêmes, il en résulte que la saturation est plus ou moins facile suivant la longueur d'onde. — La même méthode permet de s'assurer que l'*état de fatigue de la surface a une influence sur la forme des courbes de saturation.* Voici quelques exemples, pour le zinc et l'aluminium.

Les courants sont mesurés dans des champs de 41^v et de 82^v par centimètre. Le tableau fournit le rapport des deux courants :

Longueur d'onde	Zn I	Zn II	Zn II (fraîchement poli)	Al (surface ancienne)
254	1,51	1,59	1,48	1,46
265	1,51	1,55	1,49	1,52
280	1,54	1,55	1,52	1,54
313	1,69	1,705	1,625	1,67

On voit, en comparant, par exemple, les raies 254 et 313 que le rapport dépend nettement de la longueur d'onde. D'autre part en comparant la seconde et la troisième colonne, relative au même métal à des états de poli différents, on constate de suite l'influence de la fatigue. L'examen du tableau semble montrer aussi qu'en général la saturation est d'autant plus facile que la longueur d'onde est plus faible. Il faut rapprocher ce résultat du fait, établi pour la première fois par Ladenburg [1], que la vitesse d'émission des électrons croît quand la longueur d'onde excitatrice décroît. Le parcours moyen des électrons jusqu'au moment où ils sont arrêtés augmente vraisemblablement avec leur vitesse d'émission ; en d'autres termes les ions formés sont, en moyenne, d'autant plus éloignés de la lame éclairée, qu'ils sont produits par une plus petite longueur d'onde. Leur diffusion vers la lame étant moins aisée, on comprend que la saturation soit facilitée.

1. E. Ladenburg, *Phys. Zeitschr.*, 8 (1907) 590.

10. Influence d'un champ magnétique. — On sait depuis longtemps qu'aux basses pressions l'effet photoélectrique est fortement diminué par l'action d'un champ magnétique parallèle à la surface éclairée. La raison de cette diminution est la déformation de la trajectoire des électrons par le champ. — Mais ce phénomène n'a pas encore, à ma connaissance, été constaté à la pression atmosphérique. Il est pourtant facile de le mettre en évidence, par l'emploi de champs suffisamment intenses. A cet effet la lame étudiée (zinc) dont les dimensions ont été réduites à 16×8 mm. est placée dans une boîte rectangulaire en laiton de dimensions 25×15 mm. Cette boîte est serrée entre les deux pôles tronconiques d'un électroaimant Weiss, dont elle n'est séparée que par deux feuilles de papier, pour permettre la charge de la boîte. Un courant de 20 ampères dans l'électro correspond, dans ces conditions, à un champ d'environ 15 000 gauss dans la région où se trouve la lame. Celle-ci est éclairée normalement, c'est-à-dire perpendiculairement au champ magnétique.

Voici quelques-uns des résultats obtenus avec la raie 254 :

		Rapport
Boîte chargée à 220 volts.		
Courant sans champ magnétique.	28,7	1,15
— avec — —	25,5	
Dans un autre essai.		
Courant sans champ magnétique.	31,3	1,14
— avec — —	27,5	
Boîte chargée à 452 volts.		
Courant sans champ magnétique.	43,1	1,15
— avec — —	37,5	

L'effet, comme on le voit, est diminué de plus de 10 pour 100 par le champ magnétique, et cela à peu près indépendamment du champ électrique utilisé. En d'autres termes la saturation du courant paraît rester à peu près aussi difficile en présence qu'en l'absence du champ. L'état de polarisation de la lumière (parallèlement ou perpendiculairement au champ magnétique) m'a paru, dans des essais préliminaires, ne pas exercer grande influence sur la marche du phénomène.

Mais de nouvelles mesures seront nécessaires pour préciser ce point, et pour obtenir un tableau de nombres assez complet pour faciliter les contrôles théoriques. Dans cet ordre d'idées je me borne à indiquer ici que M. Langevin, en étudiant par le calcul le cas de l'émission normale ou homogène dans un champ magnétique H parallèle à la lame éclairée, et en tenant compte de l'incurvation des trajectoires dans ce cas (elles deviennent des cercles ou des hélices), a pu évaluer la correction qu'il faut appor-

ter aux formules α et β du § 7. Pour la formule α (émission normale), on trouve, en négligeant les termes en H^4 vis-à-vis des termes en H^2, et en désignant par v la vitesse d'émission des électrons.

$$\frac{I - i}{I} = \frac{1}{1 + z}\left[1 + \frac{z}{(1 + z)^2}\frac{e^2 \lambda^2}{m^2 v^2} H^2\right]$$

La formule β doit être remplacée par une formule analogue, un peu plus compliquée. Cette correction, rapprochée de la variation expérimentale, permet évidemment de calculer la vitesse moyenne v d'émission des corpuscules. On trouve ainsi un nombre voisin de $0,4 \times 10^8$, dans l'une ou l'autre hypothèse d'émission. Ce nombre est en accord satisfaisant avec ceux que Lenard a trouvés par des méthodes directes : je compte revenir sur ce point quand j'aurai pu compléter les expériences.

11. Conclusions. — Les principales conclusions de ce travail sont les suivantes :

1° L'influence du mode de polissage et du temps sur l'effet Hertz paraissent rendre difficile une classification rigoureuse des métaux par ordre de pouvoir photoélectrique décroissant, et cela aussi bien dans le vide que dans un gaz ;

2° La variation de l'effet avec le temps n'est pas toujours une *fatigue*, mais souvent en *accroissement spontané*. Ce dernier phénomène est surtout marqué pour certains métaux (zinc, cuivre) polis assez grossièrement ;

3° Si l'on compare les effets produits par diverses radiations *de longueur d'ondes bien déterminées* sur un même métal, on trouve que leurs rapports dépendent du degré de poli et du temps. En particulier la fatigue est très inégale pour les diverses raies ; de sorte que, *de toutes les raies du même groupe, la plus active n'est pas toujours la même* ;

4° Si l'on compare plusieurs métaux pour diverses raies, on trouve que *l'ordre de ces métaux dans la classification fondée sur le pouvoir photoélectrique peut fort bien s'inverser quand on passe d'une longueur d'onde à une autre* ;

5° On peut, pour chaque raie, construire la courbe de saturation qui donne les variations du courant en fonction du potentiel. *La forme anormale de cette courbe peut s'expliquer complètement par la théorie.* De plus la même théorie permet de calculer le chemin moyen des électrons qui sortent de la lame éclairée, et le résultat obtenu est conforme aux données de la théorie cinétique des gaz ;

6° La forme des courbes de saturation est, dans une certaine mesure, sous la dépendance d'influences extérieures telles que : le degré de poli de la surface ou son degré de fatigue, la nature de la longueur d'onde employée. Enfin l'intensité du courant photoélectrique diminue, même à la pression ordinaire, dans un champ magnétique suffisamment intense.

Manuscrit reçu le 15 Avril 1910.

Sur l'ionisation produite par une particule α

Relations entre l'ionisation et l'absorption [1]

Par H. GEIGER

Université de Manchester. [Laboratoire de M. Rutherford.]

Dans quelques expériences décrites dans une précédente note [2], l'ionisation produite par une particule α le long de son parcours dans l'air (courbe de Bragg) était déterminée en utilisant le Radium C comme source de rayonnement et dans des conditions qui étaient le plus favorable à la saturation. La forme générale de cette courbe est bien connue : l'ionisation due à un faisceau parallèle de particules α provenant du Radium C (parcours dans l'air, 7,06 cm.) croît jusqu'à une valeur maxima atteinte à 6,5 cm. Pendant les 5 derniers millimètres du parcours du faisceau, l'ionisation tombe rapidement à zéro.

1. Mémoire lu à la Société Royale de Londres, le 17 février 1910, Communiqué par M. E. Rutherford.

2. *Le Radium*, 6 (1909) 196-200.

Les expériences suivantes ont été entreprises dans le but d'éclaircir la loi d'absorption de la particule α, et d'établir, s'il y a lieu, une relation entre la vitesse et le pouvoir ionisant de cette particule.

1. *Retard pris par les particules α par le passage à travers la matière.* — En 1906, Rutherford [1], par une méthode photographique, réussit à mesurer la déviation magnétique des particules α, et put déterminer la vitesse relative à différents points du parcours en interposant un nombre variable de feuilles d'aluminium de pouvoir absorbant connu. Les impressions extrêmement faibles que les particules α produisent sur une plaque photographique

1. *Phil. Mag.*, 12 (1906) 158.

vers la fin de leur parcours rendent très difficile la détermination de la vitesse à cet endroit du parcours. La vitesse que Rutherford obtint avec une interposition de 14 feuilles d'aluminium, de pouvoir absorbant équivalent à environ 7 cm. d'air était encore les 0,43 de la vitesse initiale. Ce résultat quelque peu surprenant a fait naître des explications variées en ce qui concerne la fin du parcours d'une particule α. On a supposé, ou que la particule perd sa charge à la fin du parcours, ou qu'elle est brusquement arrêtée à cet endroit.

Les difficultés expérimentales concernant la déviation magnétique des particules α sont sensiblement moindres aujourd'hui qu'autrefois. La quantité plus grande de radium disponible nous permet d'utiliser une source intense de particules α, et la méthode des scintillations pour l'observation des particules α déviées, récemment perfectionnée par de nombreux physiciens, est plus satisfaisante que la méthode photographique. Ce sont ces considérations qui ont fait penser à Rutherford qu'il était désirable de faire une nouvelle détermination de la vitesse d'une particule α le long de son parcours.

Une détermination précise de la déviation magnétique ne peut être possible que si le faisceau de particules α, traversant le champ magnétique, est étroit et bien défini. C'est pour cette raison que le dépôt actif provenant de l'émanation du radium était concentré sur un fil fin n'ayant que 0,12 mm. de diamètre. Le fil A (fig. 1) était tendu horizontalement

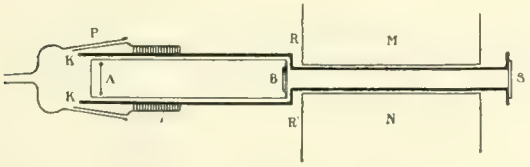


Fig. 1.

au moyen d'un dispositif à ressort, parallèlement aux lignes de force du champ magnétique MN et à une fente fixe B de moins de 0,1 mm de large. Cette fente et le ressort étaient fixés sur une glissière s'adaptant dans la portion large de la boîte en laiton KBSR'K'; l'introduction et la manœuvre de cette coulisse se faisaient par le bouchon de verre P. Le fil avait 1 cm de long et était disposé à 7,2 cm de la fente. Les pièces polaires cylindriques avaient 7 cm de diamètre et étaient distantes de 0,9 cm. Avec un bon vide, les particules α, expulsées de la surface active du fil, traversaient le champ magnétique sous forme d'un faisceau bien défini et produisaient une ligne de scintillation horizontale et très étroite sur l'écran au sulfure de zinc S. Un microscope convenable pour observer les scintillations pouvait être déplacé verticalement, parallèlement à l'écran, au moyen d'une vis; on pouvait lire sa position sur l'échelle à $\frac{1}{20}$ mm. près. L'oculaire du microscope possédait un fil horizontal juste assez large pour être vu sur l'écran de sulfure faiblement éclairé. Il était facile de faire coïncider ce fil avec la ligne de scintillation à 1/10 mm. près, du moins lorsque la proportion de particules α n'était pas par trop diminuée par l'interposition de feuilles de mica.

Une expérience fut conduite de la façon suivante : le fil activé était exactement fixé parallèlement à la fente et amené dans la boîte dans la position représentée sur la figure 1. On faisait le vide dans l'appareil maintenu constamment en relation avec un tube à charbon plongé dans l'air liquide. Ces préparatifs demandaient environ 20 minutes. Pendant ce temps tout le RaA présent sur le fil était pratiquement détruit et le rayonnement α était entièrement dû au RaC. On amenait le microscope en coïncidence avec la ligne de scintillations et on lisait sa position. Après l'établissement du champ magnétique, on amenait de nouveau la coïncidence du réticule avec la ligne de scintillations déviée et on lisait encore sa position. On répétait ces mesures, et s'il y avait concordance avec les observations précédentes, on changeait la valeur du champ et on faisait de nouvelles déterminations. Une série de mesures a pu être faite dans un temps de moins de 20 minutes. L'activité après ce temps était encore suffisante pour permettre de faire une autre série de lectures. On introduisait de l'air et on enlevait la glissière. Une feuille de mica de pouvoir absorbant connu, était placée immédiatement devant le fil. Après avoir replacé la glissière et fait de nouveau le vide dans l'appareil, on pouvait faire de nouvelles mesures analogues aux précédentes.

Les déviations magnétiques actuelles étaient de l'ordre de 1 cm, l'intensité du champ produit par un courant de 20 ampères était d'environ 10 000 gauss. Le tableau I suivant indique la marche générale suivie dans une expérience :

Tableau I.

Courant d'excitation (amperes)	4.	8.	12.	20
Déviation mesurée (mm. sans mica)	5·82	8·42	9·17	10·45
Déviation mesurée (mm. avec mica équivalent à 0,90 cm.)	6·14	8·15	9·61	10·89
Vitesse des particules α après passage à travers le mica (vitesse initiale = 1)	0·948	0·952	0·954	0·959
Moyenne	0·955			

Les résultats obtenus pour différentes épaisseurs de mica sont groupés dans le tableau suivant :

Tableau II.

Épaisseur équivalente des feuilles de mica en cm d'air.	Intensité du courant d'excitation en ampères								Vitesse relative moyenne
	0·5.	1·5.	2·5	3·5.	4.	8.	12.	20.	
	Vitesse relative (Vitesse d'expulsion = 1)								
cm.									
0·90	—	—	—		0·948	0·952	0·954	0·959	0·955
1·98	—	—		—	0·875	0·888	0·887	0·895	0·886
3·00	—	—	0·828	—	0·804	0·827	0·807	0·825	0·818
3·66	—	—	0·770	—	0·760	0·770	0·768	—	0·767
4·79	—	0·668	0·695	0·682	0·682	0·684	—	—	0·681
5·81	0·548	0·548	0·555	0·552	—	—	—	—	0·551
6·08	0·488	0·475	0·492	0·507	—	—	—	—	0·49
6·57	0·594	0·596	—	—	—	—	—	—	0·59
6·80	0·27	—	—	—	—	-	—	—	0·27

La première colonne donne le pouvoir absorbant des feuilles de mica, exprimé en centimètres d'air dans les conditions définies plus haut, cette détermination étant faite par la méthode des scintillations. Les deux derniers écrans absorbants, équivalents à 6,57 et 6,90 cm d'air étaient obtenus en ajoutant à une feuille de mica, équivalente à 6,08 cm, respectivement 15 et 21 feuilles d'or. Chacune de ces feuilles correspondait à 0, 034 cm d'air.

Il n'était pas possible de mesurer la déviation magnétique des particules α qui avaient traversé une épaisseur équivalente à 6,8 cm d'air pour un champ supérieur à celui qui correspondait à un courant de 0,5 ampère (c'est-à-dire ayant pour valeur 950 gauss). Les scintillations produites par les particules α, après passage au travers de cet écran, étaient extrêmement faibles et à la limite de visibilité. De plus, leur nombre était beaucoup diminué, et ces particules étaient distribuées sur une surface beaucoup plus grande que d'habitude, ce qui était probablement dû à des variations de la vitesse produite par la dispersion.

La déviation moyenne actuelle obtenue dans ce cas pour un courant d'excitation de 0,5 ampère était de 3,1 mm, ce qui correspondait à une vitesse de 0,27 de la vitesse d'expulsion. La concordance de différentes lectures faites par deux observateurs était telle que l'erreur sur ce nombre ne dépasse pas 10 pour 100. Dans toutes les autres expériences où la vitesse des particules α était grande, on observait aisément les scintillations, et l'erreur probable, dans ces cas, n'excédait pas 1 pour 100. L'erreur dans la détermination de l'épaisseur des feuilles de mica s'élevait à environ 2 pour 100. Les valeurs moyennes obtenues pour les vitesses ont été portées en ordonnée de fonction des distances dans la figure 2. On voit que les vitesses v déterminées à différentes distances x de la source satisfont bien à l'équation :

$$v^3 = a(R - x)$$

On a obtenu le meilleur résultat en faisant la constante R égale à 7, qui est très voisine du parcours

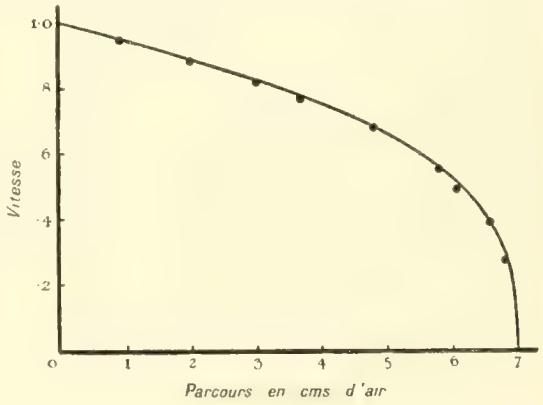


Fig. 2.

maximum des particules α du RaC dans l'air. Puisque pour $x = 0$, on suppose la vitesse de la particule $v = 1$, le facteur a devient 0,143.

On peut donc conclure que la vitesse d'une particule α en un point quelconque de son parcours, est proportionnelle à la racine cubique de la distance qu'elle a encore à parcourir. On voit aussi qu'au voisinage de la fin du parcours, la vitesse des particules α décroît rapidement et devient probablement si faible qu'elle est comparable à celle des molécules gazeuses. La particule α se comporte alors comme un ion gazeux ordinaire.

La courbe des vitesses obtenue par Rutherford est, pour les 6 premiers centimètres du parcours, en bon accord avec la courbe ci-dessus. Le tableau suivant représente cette comparaison.

Il semble probable que la différence à la fin du parcours soit due à l'emploi de feuilles d'aluminium dans les expériences de Rutherford. Ces feuilles d'aluminium n'ont jamais une épaisseur uniforme, et une certaine fraction des particules α, après passage au

Tableau III.

Parcours	Vitesse	
	Rutherford	Geiger
cm		
1	0.95	0.95
2	0.87	0.89
3	0.80	0.82
4	0.75	0.75
5	0.65	0.66
6	0.52	0.52
7	0.45	0.2

travers de ces feuilles, ont encore une vitesse un peu plus élevée que la moyenne. Mais ces particules plus rapides ont un effet plus marqué sur la plaque photographique et par conséquent la déviation paraît trop faible.

II. ***Distribution de la vitesse dans un faisceau parallèle de rayons α.*** — L'ionisation produite par un faisceau parallèle de rayons α de vitesse initiale identique est représentée par la figure 3 de ma première note (*loc. cit.*). Il n'est pas nécessaire que cette courbe représente aussi l'ionisation due à l'absorption d'une seule particule α. En effet, si même toutes les particules α du RaC sont expulsées avec la même vitesse hors des atomes qui les engendrent, ils pourront acquérir, pendant leur passage à travers l'air, une petite différence dans leur vitesse. Cette différence sera due en partie à une variation dans le nombre des collisions avec les molécules du gaz, en partie à la dispersion des particules α dans leur passage à travers le gaz. Je montrerai dans une autre note que la grandeur de la dispersion, quoique faible pour des particules α de grandes vitesses, s'accroît rapidement vers la fin du parcours [1]. On doit donc s'attendre à ce que les particules α présentent une petite variation de vitesse à la fin de leur parcours et que les vitesses soient distribuées autour d'une valeur moyenne. C'est pourquoi la courbe d'ionisation, obtenue pour un faisceau de rayons α, doit être différente de celle obtenue pour une seule particule α.

On sait, par les expériences de Bragg et d'autres physiciens [2], que le nombre des particules α reste constant quand ces particules traversent la matière; c'est ce qui a été montré récemment d'une façon directe par Regener [3], en faisant remarquer que le nombre des scintillations produites par les particules α émises par un disque de polonium, ne changeait pratiquement pas quand le disque était recouvert de feuilles d'aluminium. Mais ce nombre diminuait rapidement quand l'épaisseur d'aluminium était presque équivalente au parcours des particules du polonium.

Dans l'expérience suivante, la décroissance du nombre de scintillations au voisinage de la fin du parcours, est étudiée d'une façon plus détaillée. Les particules α provenant d'une source étroite de Ra C pouvaient tomber sur un écran au sulfure de zinc, fixé à un microscope approprié à la numération des scintillations. On pouvait faire varier la distance entre la source de rayons α et l'écran. On comptait le nombre des scintillations, pour le dernier centimètre du parcours, de millimètre en millimètre. Après correction relative à la décroissance et au changement de distance, on traçait une courbe donnant le nombre de scintillations observées par minute aux différents points du parcours.

La figure 3 montre cette courbe. On voit que le nombre des scintillations commence à décroître notablement à environ 6,4 cm de la source. Pour un point dépassant légèrement 7 cm, on ne pouvait plus pratiquement observer de scintillations. On peut donc conclure qu'aux environs de la fin du parcours

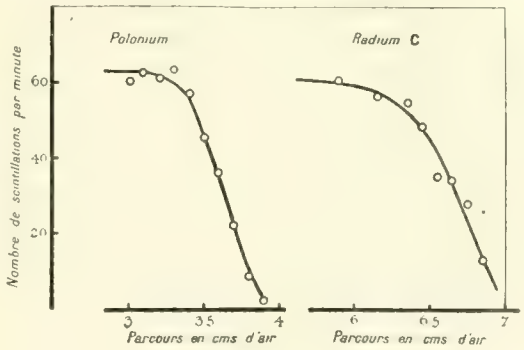


Fig. 3.

la vitesse n'est pas la même pour toutes les particules α, certaines particules pouvant parcourir plusieurs millimètres de plus que d'autres.

On a obtenu un résultat analogue en utilisant le polonium comme source de rayons. Dans ce cas les observations pouvaient être plus précises, étant donné la constance de la source.

Ces mêmes conclusions peuvent s'appliquer aux expériences de E. Aschkinass [1], qui mesurait la charge portée par les particules α du polonium à différents points de leur parcours.

On pouvait supposer que la différence de vitesse à la fin du parcours provient d'une petite variation de la vitesse avec laquelle les particules α sont expulsées initialement. Toutefois, la netteté de l'image photographique d'un faisceau dévié de rayons α, a conduit Rutherford à conclure que les particules α du RaC sont toutes émises avec la même vitesse.

La variation de vitesse, cependant, qui expliquerait

1. Notes préliminaires, *Roy. Soc. Proc.*, A-**82** 1908 174.
2. H. W. Bragg, *Phil. Mag.*, **10** (1905) 318; E. Meyer, *Phys. Zeitschr.*, **7** (1906) 917.
3. Regener, *Le Radium*, **5** (1908) 180.

1. *Ann. d. Phys.*, **17** 1908 377.

la façon dont se comportent les particules α à la fin de leur parcours, serait de l'ordre de 5 pour 100 seulement, et pouvait échapper à l'observation, à moins d'avoir un faisceau de rayons α largement dévié.

Il semblait donc intéressant de rechercher si, par une méthode plus délicate, on pouvait découvrir une variation dans la vitesse d'expulsion. Le dispositif employé était le même que celui représenté par la figure 1, si ce n'est que la boîte métallique était prolongée de 10 centimètres environ en arrière du champ magnétique, de façon que la distance du fil activé à l'écran de sulfure de zinc fût portée à 24 centimètres. Grâce à cette grande distance l'image de la fente sur l'écran avait une largeur mesurable. Cette largeur était soigneusement mesurée à l'aide du microscope, comme il a été décrit plus haut. Après établissement du champ, l'image était déviée de plusieurs centimètres. On mesurait la largeur de la bande de scintillations dans la position déviée. Le tableau suivant donne les résultats obtenus :

Tableau IV

Courant d'excitation	Intensité du champ magnétique	Déviations mesurées.	Largeur de l'image
Amps	Gauss	mm	mm
0	.	»	0.55
4	6700	19.6	0.50
10	9900	27.8	0.49
20	12000	35.9	0.52
0			0.50

Les nombres de la dernière colonne sont les valeurs moyennes de plusieurs observations. Ces valeurs sont constantes dans les limites d'erreur expérimentale. Un changement de 30 pour 100 (=0,15 mm.) dans la largeur de l'image aurait été trouvé avec certitude. Puisque la déviation actuelle était de l'ordre de 30 mm., nous pouvons conclure que s'il existe une variation dans la vitesse initiale d'émission des particules α du RaC, cette variation est certainement inférieure à 0,5 pour 100.

Ainsi, d'après ces expériences, les particules α du RaC sont toutes expulsées hors des atomes qui leur donnent naissance, avec la même vitesse, mais acquièrent en passant à travers la matière une légère différence de parcours de l'ordre de 5 mm. On peut prendre pour le parcours d'une particule α du RaC la valeur 7,06 cm. d'air. Cette valeur coïncide avec l'extrémité de la courbe d'ionisation et de la courbe de scintillation. Puisqu'il n'y a qu'une faible partie de particules α qui parcourent actuellement 7 cm., le parcours moyen d'une particule α émise par le RaC sera sensiblement moindre, c'est-à-dire environ 6,7 cm.

III. — ***Relation entre l'ionisation produite par les particules α et leur ralentissement par la matière.*** — On a montré précédemment qu'à une distance x de la source, la vitesse v d'une particule α traversant l'air peut être représentée très approximativement par l'équation

$$v^2 = a(R - x) \qquad (1)$$

dans laquelle a et R sont des constantes, R désignant le parcours maximum de la particule α. En comparant cette équation aux résultats expérimentaux, on a pris R = 7, ce qui exprime que la vitesse devient nulle quand la particule α a parcouru 7 cm. d'air. On a montré, dans la deuxième partie de ce travail, qu'il n'y a qu'une petite partie des particules α qui parcourent 7 cm., la moitié environ étant déjà absorbée après 6,7 cm. de parcours. Il est clair que, de la façon dont les mesures de la vitesse ont été faites, la courbe de la figure 2 ne s'applique pas à une particule α moyenne, mais exprime plutôt le changement de vitesse d'une particule α qui a pu effectuer tout le parcours. Il est légitime de supposer que la courbe de vitesse d'une particule α de parcours moyen (6,7 cm.) est donnée par la même équation, dans laquelle R reçoit la valeur 6,7.

L'hypothèse la plus probable et naturelle est que l'ionisation produite par une particule α dans une épaisseur donnée de matière est proportionnelle à l'énergie absorbée. Dans cette hypothèse, l'ionisation produite à un point quelconque du parcours peut être calculée à partir de l'équation précédente. On a :

$$I = b\frac{d(v^2)}{dx} = c(R - x)^{-\frac{1}{2}}$$

ou

$$I = \frac{a}{R - x} \qquad (2)$$

La courbe théorique d'ionisation est tracée en trait plein sur la figure 4, R étant pris égal à 7. La courbe représente donc l'ionisation produite par une seule particule α de parcours moyen. L'examen de cette courbe montre que l'ionisation produite par une seule particule, croît rapidement vers la fin du parcours, puis tombe subitement à zéro. Ceci paraît très possible puisqu'on sait que les particules positives dans les tubes à décharge (rayons-canaux) ont un grand pouvoir ionisant, quoique relativement elles possèdent de très faibles vitesses.

La courbe relative à un faisceau de rayons α sera différente de celle relative à une seule particule; on peut la construire en groupant un grand nombre de courbes analogues autour de la courbe de parcours moyen. Il est clair que la courbe résultante aura une allure semblable, mais tandis que l'ionisation d'une seule particule présentera un accroissement

rapide puis un arrêt brusque, la courbe relative à un faisceau de rayons α passera graduellement par une valeur maximum, puis tombera à zéro par une

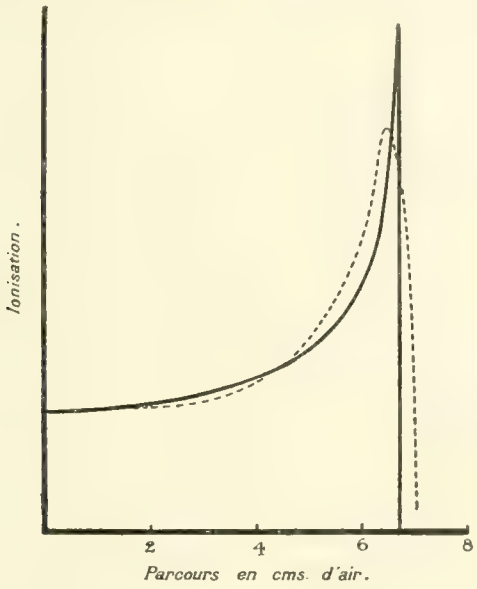


Fig. 4.

décroissance lente. La courbe résultante est en complet accord avec la courbe trouvée expérimentalement, tracée en pointillé sur le même diagramme pour faciliter la comparaison.

On doit donc conclure que le long de tout le parcours d'une particule α l'ionisation produite par cette particule est proportionnelle à la quantité d'énergie qu'elle perd.

En combinant les équations 1 et 2 on obtient :

$$1 \qquad v = \text{Constante}.$$

C'est-à-dire que l'ionisation ou la dépense d'énergie est inversement proportionnelle à la vitesse, ou, en d'autres termes, l'ionisation produite en un point quelconque du parcours, est proportionnelle au temps que la particule α met à traverser l'atome. Si nous admettons cette loi et la proportionnalité entre l'ionisation et la dépense d'énergie, la courbe de vitesse $\{v^2 = a(R - x)\}$ et la courbe d'ionisation $\left[I^2 = \frac{a'}{R - x}\right]$ qui ont trouvé à la fois une vérification expérimentale, s'en déduisent.

Il est intéressant de noter que Bragg[1], quoique partant d'équations différentes, arrivait à la même conclusion, à savoir que l'ionisation produite par une particule α est inversement proportionnelle à sa vitesse. Cependant les nombres qui convenaient, en ce qui concerne la vitesse, étaient en désaccord avec la proportionnalité entre l'ionisation et la dépense d'énergie.

4. — *Conclusions.*

1° La vitesse d'une particule α émise par le Ra C décroît rapidement vers la fin de son parcours.

2° La vitesse avec laquelle les particules α sont émises par les atomes de Ra C est constante dans les limites des erreurs expérimentales à 0,5 pour cent. En passant à travers l'air, les particules α acquièrent une légère différence dans leur vitesse.

3° L'ionisation produite par une particule α en un point quelconque de son parcours est proportionnelle à la quantité d'énergie qu'elle perd.

4° La perte d'énergie est inversement proportionnelle à la vitesse.

Note additionnelle. — De très intéressantes expériences sur le retard des particules α causé par les métaux et les gaz, ont été récemment publiées par T.-S. Taylor[1]. L'auteur a montré que le pouvoir d'arrêt de feuilles métalliques décroît avec la diminution de vitesse des particules α qui y pénètrent, et que la loi de décroissance est approximativement proportionnelle à la racine carrée du poids atomique du métal employé. Taylor a aussi déterminé les courbes d'ionisation de Bragg dans l'air et l'hydrogène, et a trouvé une légère différence. Cette différence, rapportée aux autres résultats, indique que la forte ionisation au voisinage de la fin du parcours d'une particule α est due, du moins en partie, au fait que la particule perd son énergie plus rapidement dans cette partie du parcours. Cette conclusion est en accord avec les expériences décrites dans une note de l'auteur qui pense que l'ionisation produite et l'énergie dépensée par une particule α, en traversant la matière, sont proportionnelles.

On pourrait objecter aux expériences de Taylor, l'emploi de l'hydrogène dans la chambre d'ionisation qui me servait dans mes expériences précédentes, pour mesurer l'ionisation produite en différents points du parcours, l'absorption des particules α étant faite dans l'air[2]. L'accroissement plus rapide de l'ionisation vers la fin du parcours, observé avec l'hydrogène, n'est peut-être pas dû, comme on le suppose, à une saturation plus complète obtenue dans ce gaz, mais plutôt à un petit changement dans le nombre relatif des ions produits le long du parcours des particules α, dans l'air et l'hydrogène. En conséquence, le nombre total d'ions produits par les particules α provenant des différents produits radioactifs, calculé d'après la courbe d'ionisation et donné dans le tableau (5) de la note (*loc. cit.*), serait légèrement trop grande d'une quantité constante.

Traduit de l'anglais par Gustave Ribaud.

1. *Phil. Mag.*, 13 (1907), 550.

1. *Phil. Mag.*, 18 (1909), 501.
2. Voir fig. 2. *Le Radium*, 6 (1909), 197.

L'hélium dans l'air de Naples et du Vésuve[1]

Par A. PIUTTI

[Université Royale de Naples.]

Introduction.

L'hélium a été trouvé pour la première fois spectroscopiquement dans l'atmosphère solaire par Janssen et Lockyer[2]. M. Palmieri constata en 1881[3] qu'une certaine substance recueillie sur le bord d'une fumerolle du Vésuve donnait au spectroscope la raie D_3 ($\lambda = 587,503$ U. A.) de l'hélium, quand on introduisait cette substance dans une flamme; mais cette observation resta isolée, et ce ne fut qu'en 1895 que W. Ramsay découvrit effectivement l'hélium dans la clévéite. En 1906, MM. R. Nasini et F. Anderlini[4] se proposèrent de répéter l'expérience de Palmieri, en examinant le spectre donné dans une flamme par divers produits solides de sublimation et d'incrustation trouvés sur le Vésuve; mais ils ne purent observer aucune raie de l'hélium; c'est le même résultat négatif que j'obtins moi-même en opérant de la façon indiquée par Palmieri; il n'est du reste pas certain qu'un corps gazeux introduit dans une flamme puisse donner lieu à un spectre d'émission.

Plus tard, MM. Nasini, Anderlini et Salvatori[5] étudièrent les spectres d'autres produits solides du Vésuve, ainsi que ceux des gaz dégagés par les divers cratères et fumerolles du volcan; ils trouvèrent bien dans ces spectres, des raies à longueur d'onde voisine de celles de raies connues de l'He; mais les plus importantes manquaient le plus souvent, sans que ce résultat puisse être expliqué par la présence de l'azote ou de l'argon. L'attribution de ces spectres à l'He reste donc douteuse; d'ailleurs les auteurs n'ont nullement spécifié le caractère minéralogique de leurs substances.

Je me suis proposé dès 1895 de rechercher l'argon et l'hélium dans les produits solides ou gazeux du Vésuve; mais ce n'est que dernièrement que j'ai pu mener à bout ces recherches. Pour séparer l'hélium, je me suis servi de la propriété du charbon de bois d'absorber les gaz à la température de l'air liquide; alors que tous les autres gaz sont absorbés en quantité considérable, l'hélium ne l'est que très peu, ce qui permet de l'obtenir à l'état suffisamment concentré pour que son spectre ne soit plus masqué par celui des autres gaz. Comme charbon j'ai employé des noyaux de cerises carbonisés selon un procédé spécial[1].

Dispositif expérimental. — L'appareil que j'ai construit pouvait servir aussi bien à recueillir l'hélium dégagé en chauffant les minéraux solides, que pour séparer celui qui est contenu dans des gaz; voici le schéma de cet appareil dans sa forme définitive. Q est un tube de quartz dans lequel on met la substance solide, soit sous forme de poudre fine, si

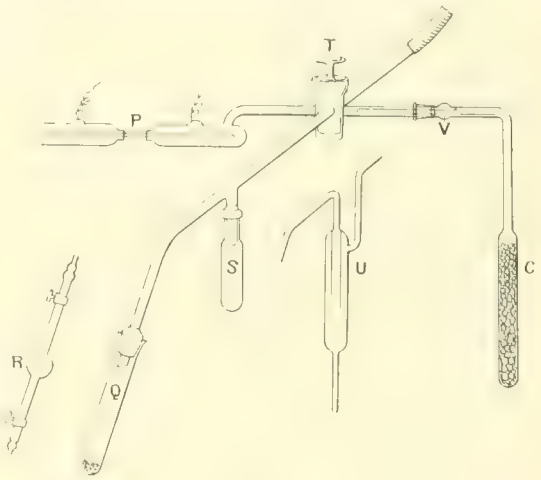


Fig. 1.

elle n'est pas fusible, soit, dans le cas contraire, introduite au préalable dans une petite capsule en platine. Pour l'étude des gaz, le tube Q est remplacé par le récipient R muni de robinets, ou bien encore par une pipette à gaz ordinaire. C est un tube de verre peu fusible qui contient les noyaux de cerises carbonisés, recouverts d'un tampon d'amiante; c'est ce tube qu'on plonge dans l'air liquide pour opérer l'absorption des gaz. P est un tube de Plücker disposé horizontalement, dont la partie centrale est un tube capillaire de 16 à 19 centimètres de long; le spectroscope est placé dans le prolongement de ce tube, pour que l'observation puisse se faire sur une couche de gaz suffisamment épaisse. T est un robinet à trois voies et à fermeture de mercure. Lorsqu'on opère sur des substances qui dégagent de l'eau pendant la chauffe, il faut absorber celle-ci avant l'admission du gaz dans le tube C (autrement elle se congèlerait sur

1. Ce travail a fait l'objet d'une communication à l'Académie des Sciences de Naples, le 8 mai, et au Congrès international de Chimie appliquée de Londres, le 31 mai 1909.

2. *Proc. Roy. Soc.*, **17** 1868 91.

3. *Rendiconti R. Accad. di Napoli*, **20** (1881 255.

4. *Gazz. Chim. Ital.*, **35** 1906 557.

5. *Atti R. dei Lincei*, **294** 1897 441, **301** 1904 257.

1. A. Piutti et G. Magri, *Rend. Ac. di Napoli*, 1908 68.

les noyaux de charbon et empêcherait le fonctionnement de l'appareil). Pour cela, on soude latéralement un tube S avec du P_2O_5 ou de la potasse. Un long tube V introduit dans le joint entre T et C peut aussi servir au même but. Lorsque la substance contient beaucoup d'eau, il est préférable de mettre à la place de S un flacon laveur U et de faire congeler l'eau qui s'y recueille, au moyen d'air liquide.

Essai de l'appareil. — Les joints des diverses parties de l'appareil doivent être absolument étanches, pour éviter la pénétration de l'air qui pourrait fausser les résultats, en donnant le spectre du néon et même celui de l'hélium. On vérifie l'état de l'appareil avant l'expérience de la façon suivante. On établit d'abord la communication avec une pompe à vide Gaede et on réchauffe en même temps le tube C, protégé par un manchon de fer. On laisse refroidir ensuite, on coupe la communication avec la pompe, on plonge C dans l'air liquide et on observe simultanément le spectre de la décharge dans le tube Plücker. On voit d'abord le spectre cannelé de l'azote, avec les trois raies principales de l'hydrogène, et quelquefois aussi le spectre du mercure, dû à la pompe à vide. Lorsque le charbon est refroidi à — 192°, l'azote est absorbé et les raies de l'argon et du néon apparaissent dans le spectre. Au vide cathodique celles-ci disparaissent à leur tour, et si le gaz résiduel contient les moindres traces d'hélium, on voit distinctement la raie D_3, à proximité des deux raies du sodium qui ne manquent généralement pas. On vérifie en même temps que le tube Q tient bien le vide au rouge, en le chauffant avec un bec Méker pendant dix minutes environ.

Expériences préliminaires avec les minéraux. — Après avoir vérifié ainsi l'appareil, on tourne le robinet F de façon à isoler le tube à charbon C, on détache le tube Q, on introduit la substance, puis, ayant remis le tube Q en place, on le chauffe au rouge, et en répétant les mêmes opérations que ci-dessus, on observe le spectre résiduel des gaz dégagés par cette chauffe. Voici, par exemple, les résultats que j'ai obtenus de cette façon en recherchant l'hélium dans l'euxénite d'Arendal (Norvège). Le tableau indique, en regard de chaque raie du spectre de l'hélium (longueurs d'onde d'après Runge et Paschen (voir *Ann. Ch. Phys.* **13** (1898) 465), l'intensité observée pour chacun des mélanges examinés. Le signe *fff* indique les raies à peine accusées, *ff* les raies très faibles, *f* les faibles, ! les distinctes, !! les brillantes, !!! les plus fortes.

Tableau I

	Poids en mgr.	7065,64	6678,1	5876,05	5047,82	5015,75	4922,08	4713,28	4471,75	4437,75	4388,11	4169,12	4145,91	4121,96	4026,15	3964,96	3888,[illegible]
Euxénite pure, ...	100	!	!!	!!!	!	!!!	!!	!!	!!!	!	!	!	!!	!!	!!	!	!!!
Mélanges d'euxénite et de sandinite à 1 pour mille d'euxénite	1.000	—	!!	!!!	!	!!!	!!	!!	!!	—	!	?	?	?	—	—	—
	500	—	!!	!!!	!	!!!	!!	!!	!!	—	!	?	?	?	—	—	—
	200	—	f	!!	f	!!	!	f	!	-	!	—	—	—	—	—	—
	100		ff	!	f	!	f	?	f	—	f	—	—	—	—	-	—
	50	—	—	f	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

1 Cette raie ne figure pas sur la liste de Runge et Paschen ; nous l'avons déterminée avec un spectrographe de Hilger.

D'après les données de M. R.-J. Strutt (*Le Radium*, **5** (1908) 205), l'euxénite d'Arendal dégage à la chauffe 730 mm³ d'hélium par gramme; comme l'avant-dernier échantillon de la table précédente contenait $100 \times 0{,}001 = 0{,}1$ mg d'euxénite, la quantité d'hélium dégagée a dû être 0,073 mm³ ; c'est donc là une limite inférieure pour la quantité d'hélium décelable dans mon appareil. Un essai analogue a été fait avec de la thorianite, et le minimum d'hélium, pour lequel la raie D_3 était encore nettement visible, s'est trouvé être 1/20 de milligramme du minerai[1].

Je dois ajouter que le maximum de sensibilité est atteint lorsque le charbon a déjà servi plusieurs fois ; on sait en effet[2] que le charbon absorbe à la température de l'air liquide une certaine quantité d'hélium, bien que celle-ci soit faible par rapport à la quantité des autres gaz. Il faut donc que le charbon soit en quelque sorte saturé d'hélium pour ne pas retenir les quantités dégagées par les minéraux, tout en ne cédant pas de son côté l'hélium qu'il contient.

1. Pendant que ce travail était en train, M. Bordas a publié deux notes sur la recherche de faibles quantités d'hélium dans les minéraux (*C. R.* **146** (1908) 628, 896) : il s'est servi d'un appareil fondé également sur le principe de l'absorption des gaz par le charbon à la température de l'air liquide. L'auteur se contente de reconnaître la présence de l'hélium dans 12 milligrammes d'un minerai riche en cet élément ; c'est cette sensibilité limitée qui fait probablement dire à M. Bordas que les minéraux dans lesquels les sels d'urane sont nettement définis ou cristallisés ne dégagent pas d'hélium ; tel est le cas de la torbernite, l'autunite de Saint-Symphorien, la carnotite de Californie. — Je n'ai pu avoir jusqu'à présent à ma disposition que de la carnotite du Colorado, et j'ai pu observer assez nettement plusieurs raies de l'hélium dans le gaz dégagé par 5 milligrammes de cette substance. Je me réserve de revenir sur cette question qui offre quelque intérêt, vu que la carnotite (de même que la torbernite) sont de formation relativement récente.

2. Dewar (*C. R.* **139** (1904) 564).

Recherche de l'hélium dans l'air. — Vu la grande sensibilité de mon appareil, j'ai pensé qu'il était intéressant de déterminer le volume minimum d'air dans lequel on pouvait encore reconnaître la raie D_3 de ce gaz, d'une part pour ne pas laisser subsister le doute que dans les gaz extraits des minéraux la présence de cette raie fût due aux faibles quantités d'air qui restent adhérentes au minéral même dans un bon vide; et, d'autre part, pour résoudre une question qui n'est pas encore bien élucidée, à savoir celle de la quantité d'hélium présent dans l'atmosphère [1].

A cet effet, j'ai remplacé le tube Q par le récipient R, qui avait une capacité de 1,784 cm³. Ayant disposé l'expérience de la même façon que pour les minéraux, j'ai rempli d'air le tube R un grand nombre de fois, en observant chaque fois le spectre du gaz qui restait dans le tube de Plücker après qu'on eut effectué l'absorption par le charbon refroidi; l'air introduit à chaque remplissage s'ajoutait à celui déjà absorbé, et la quantité totale à la fin a été de 151,64 cm³. On constate qu'après l'introduction de 1,784 cm³ d'air aucune raie de l'He n'est encore apparente; pour 3,568 cm³ la raie D_3 commence à être visible (degré de visibilité : *ff*). Pour 7,136 cm³ on a *f* pour la raie D_3, et *fff* pour la raie 5015,75; à chaque introduction successive, les raies existantes se renforcent régulièrement, et de nouvelles raies apparaissent. Enfin, pour un volume de 151,64 cm³, le spectre ne variait presque plus; 11 raies ont été observées à ce moment, avec des intensités allant de ! à !!!. J'ai fait alors entrer à la fois autant d'air que le charbon pouvait en retenir; l'aspect du spectre ne s'est presque pas modifié, sauf qu'il est apparu une nouvelle raie (7065,64, !!!).

Il résulte de tout ceci que la présence de l'He peut être décelée avec mon appareil dans 3,5 cm³ d'air; je présume que cette sensibilité pourrait encore être augmentée en apportant quelques améliorations à l'appareil.

Après avoir reconnu qu'on ne pouvait observer la raie D_3 dans moins de 3,5 cm³ d'air, j'ai déterminé le volume du gaz qui est dégagé pendant une demi-heure de calcination dans le tube de quartz par quelques-uns des minéraux que je me proposais d'examiner. Le tube de quartz a été réuni à un tube gradué L (fig. 2), muni d'un robinet N et d'un appendice capillaire calibré M. On fait d'abord le vide dans les tubes Q, L, M; puis on chauffe la substance, on recueille les gaz dégagés dans M; ensuite on tourne le robinet N de façon à faire communiquer L avec M (en l'isolant de Q) et on fait passer ce gaz dans le tube capillaire, où son volume est apprécié à l'aide d'un cathétomètre. J'ai trouvé ainsi que 2 gr de sa-

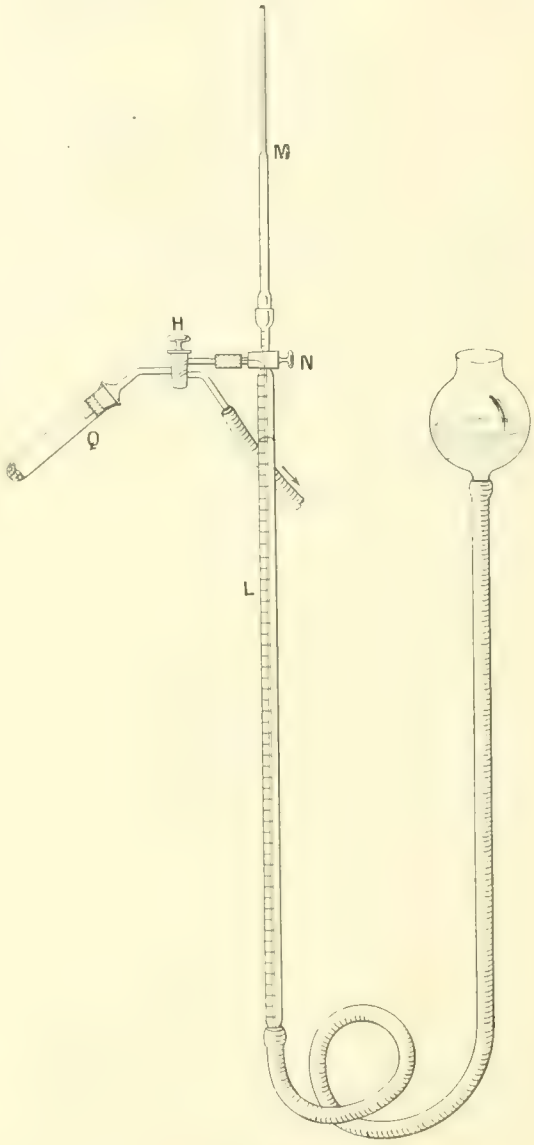


Fig. 2.

nidinite du Vésuve avaient fourni 0,106 cm³ de gaz par gramme, et 2 gr. de tourmaline rose de l'île d'Elbe, 0,511 cm³ par gramme, soit des quantités 35 fois et 7 fois plus faibles que la quantité limite qui est nécessaire pour voir la raie D_3 dans l'air. Supposant même (ce qui n'a pas lieu en réalité) que tout le gaz dégagé avait la même composition que l'air, il ne serait pas possible d'y voir l'hélium, s'il n'était dû qu'à l'air resté adhérent au minéral; si donc on opère avec les précautions indiquées, le spectre de l'hélium ne peut provenir que des gaz contenus dans les substances examinées.

1 M. Kayser, *Chem. Zeit.*, 19, 1895, 1549, a trouvé de faibles quantités d'hélium dans l'air de Bonn; M. S. Friedlander a observé plusieurs raies de cet élément dans l'argon extrait de l'atmosphère. M. J. Dewar a vu un petit nombre de raies en absorbant par le charbon un volume d'air égal à 200 centimètres cubes; dans le résidu d'un litre d'air toutes les raies de l'hélium étaient visibles.

Recherche de l'hélium dans les minéraux du Vésuve. — Partant de l'idée qu'il y avait quelque probabilité de trouver de l'hélium dans des minéraux radioactifs, j'ai examiné d'abord la radioactivité des minéraux du Vésuve. En ce qui concerne les cendres, les graviers de lave (lapilli) et les laves anciennes ou récentes, divers expérimentateurs ont montré que leur activité était très faible, et j'ai pu constater la même chose sur une série de laves, mises à ma disposition par le professeur Bassani. Par contre, certains minéraux présentent une activité prononcée, notamment la cotunnite et la galène qui l'accompagne[1]; mais comme M. Rossi[2] a montré que la cotunnite ne contient pas de radium, je m'adressai à d'autres minéraux, en particulier à la sanidinite, qui est une substance constituée principalement par de petits cristaux d'orthoclase vitrée, entre lesquels sont disséminées différentes autres espèces minéralogiques, telles que l'amphibole noire, la néphéline, le grenat noir, parfois la magnétite, exceptionnellement la fluorite et encore plus rarement de petits cristaux de titanite, de guarinite et de zircon. En isolant de la masse la partie la plus radioactive, j'ai trouvé que la radioactivité de la roche était due aux cristaux de zircon. J'ai réussi à recueillir 850 mgr de ce zircon, en opérant sur un échantillon de sanidinite offert par le professeur E. Scacchi, et d'autres un peu plus riches, que m'avait donnés le défunt professeur Matteucci. La radioactivité de ce zircon, mesurée avec un électroscope Wilson et comparée à celle de l'oxyde d'urane, a été de 38.10^{-5} pour les rayons β et γ, et de 92.10^{-5} pour les rayons α, β et γ. En employant l'appareil décrit précédemment, j'ai pu voir les raies suivantes de l'hélium : 5876,05!!; 5047,82!; 5015,75!!!; 4922,08!!; 4715,28!! De cette façon la présence de l'hélium a été constatée pour la première fois dans un minéral bien défini du Vésuve.

Comparaison de différents zircons. — Pour comparer le zircon du Vésuve avec d'autres de provenances diverses et pour voir si la quantité d'hélium qu'ils contiennent est en relation avec leur densité et leur radioactivité, j'examinai 19 variétés de zircon d'origine italienne ou étrangère. La table suivante contient les résultats; la radioactivité (3e colonne) doit s'entendre par rapport à un poids égal d'oxyde d'urane; elle a été toujours déterminée sur 1 gr. de la substance.

Tableau II

Numéro d'ordre.	Provenance	Radioactivité.	$D^{15°}_{4°}$	Raies de l'hélium observées avec 850 mgr de minéral											
				7065.19	6678.01	5876.05 D_3	5047.82	5015.75	4922.08	4715.28	4471.48	4437.55	4388.11	4369.12	4143.91	4121.06	4026.15
1	*Vesuve* Mont Somma	18.5×92.6	4,416	—	—	"	'	'''	"	"		—		—	—	—	—
2	*Ceylan*	×55.1	4,048	'	"	'''	'	'''	"	"	'''	f	'	—	f	f	f
3	*Henderson Co* N. Caroline	×44.9	4,556	'	"	'''	'	'''	"	"	'''		'	—	f	ff	—
4	*Saffragam* (Ceylan) *Beccarite*	×25.5	4,206	'	"	'''	'	'''	"	"	'''	f	'	—	f	f	f
				[1]	—	"	'	"	'	'	'		'		—	—	—
				[2]	—	f	ff	f	f	—	—			—	—	—	—
5	*Connecticut*	×25.5	4,499	'	"	'''	'	'''	"	"	'''		'	—	—	—	—
6	*Madagascar*	×11.5	4,740	'	"	'''	'	'''	"	"	'''	—	'		—	—	—
7	*Caldos* Brésil	× 8.5	4,497	—	"	'''	'	'''	'	"	"	—	f	—	—	—	—
8	*Expally* (variété verte)	× 6.57	4,219	'	"	'''	'	'''	"	"	'''	—	f	—		—	—
9	*Groenland*	× 6.11	4,578	—	"	'''	"	'''	"	"	'''	—	f	—	—	—	—
10	*Eganville* Ontario, Canada	× 4.15	4,414	—	"	'''	'	'''	"	"	'''	—	'	—	—	—	—
11	*Brevig* Norvège	× 3.41	4,562	—	'	'''	'	"	"	'	"		ff	—	—	—	—
12	*Miash* Oural	× 3.16	4,565	—	'	'''	'	"	"	'	"		ff	—		—	—
13	*Expally*, var. rougeâtre	× 2.68	4,609	—	—	f	fff	ff	—	—	—		—	—	—	—	
14	*Diego Suarez* Madagascar	× 1.94	4,596		—	'	ff	f	f	—	—			—	—	—	
15	*Renfrew* Ontario, Canada	× 1.02	4,676	—	'	'''	"	'''	"	'	'''	—	'				—
16	*Novale* (Valdagno-Vicence)	× 0.74	4,695	—	'	'''	'	'''	'	fff	"		—	—	—	—	—
17	*Lonedo*, variété jaune	× 0.64	4,657		—	"	fff	"	'		fff	—	—		—	—	—
18	*Tasmanie*	× 0.51	4,649	—	—	"	fff	"	'	ff	'	—	—		—	—	—
19	*Lonedo*, var. rouge-brune	× 0.34	4,658	—		"	f	"	'	—	'	—	—		—		—

(1) Raies observées avec 8.5 mgr.; (2) Raies observées avec 0.85 mgr.
Les échantillons, nos 2, 3, 5, 7, 10, 11, 12, 13, 18 furent achetés chez le Dr Krantz, à Bonn.
Les nos 4 et 16 furent offerts par le professeur Miloševich, de Florence, et les nos 6, 8, 9, 15, 14, par le professeur Lacroix de Paris.

1. F. Zambonini. *Atti Ac. Lincei*. 16 (1907) 975.
2. *Ibid.*, 650.

les divers zircons ont été désignés dans la table précédente et qu'on les inscrive sur trois colonnes, par ordre décroissant de leur teneur en hélium dans la première colonne, de leur radioactivité dans la deuxième, et de leur densité dans la troisième; si on réunit par des droites la place qu'un même échantillon

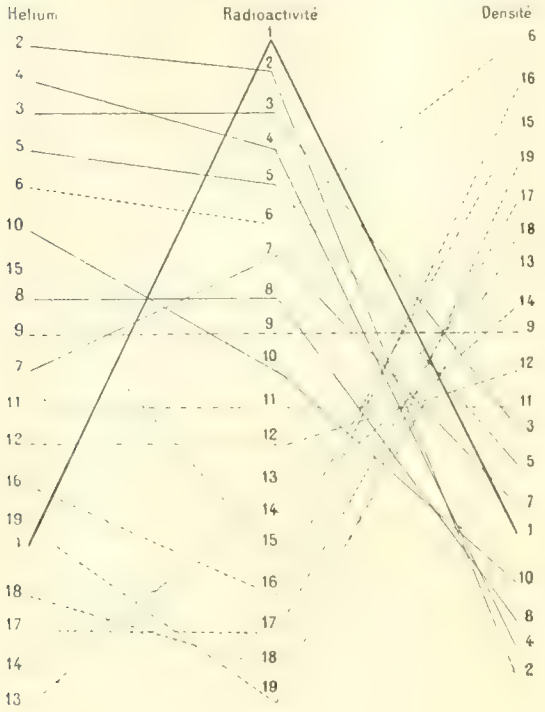


Fig. 3.

occupe dans les trois colonnes, on devrait trouver des droites horizontales, s'il y avait proportionnalité entre les résultats obtenus. Ce graphique, auquel on ne doit pas attacher plus d'importance qu'il n'en a, pourrait être étendu plus loin par l'examen d'un plus grand nombre d'échantillons de la même provenance et par la mesure volumétrique de l'hélium dégagé; mais tel qu'il est, il permet déjà quelques considérations qui ne semblent pas dépourvues d'intérêt. En effet, si pour les zircons n°s 9, 11 et 12 les trois propriétés vont à peu près de pair, les autres se partagent en deux groupes opposés, à savoir : d'une part, ceux qui ont une radioactivité et une teneur en hélium élevées et une densité basse (n°s 2, 3, 4, 5, 7, 8, 10); d'autre part, ceux qui ont une radioactivité et un contenu d'hélium faibles, mais une densité haute (n°s 6, 13, 14, 16, 17, 18, 19). Le zircon du Vésuve (n° 1) s'éloigne de tous les autres, car il les surpasse en radioactivité, alors que sa densité et sa teneur en hélium sont faibles; sa radioactivité est peut-être due à la présence d'éléments radioactifs autres que le radium. Le zircon de Renfrew (n° 15) se comporte d'une façon opposée, ayant une radioactivité exceptionnellement basse; tandis que celui de Tasmanie (n° 18) et surtout les zircons italiens de Lonedo (n° 17) et de Novale (n° 16) paraissent contenir plus d'hélium qu'on ne pourrait supposer d'après leur radioactivité très faible.

Je ne crois pouvoir tirer pour le moment d'autres conclusions de cette étude qui n'est qu'ébauchée, et je les remets à plus tard, surtout en ce qui concerne le rapport entre la composition chimique des zircons et les données que j'ai déjà recueillies.

[Manuscrit reçu le 5 janvier 1910.]

Traduit de l'italien par M. L. Kotowrai

Sur les minéraux non-radioactifs contenant de l'hélium [1]

Par A. PIUTTI

[Université Royale de Naples.]

J'ai montré dans la note précédente que certains zircons, faiblement radioactifs, contenaient cependant plus d'hélium que d'autres, dont l'activité est plus grande; cette circonstance m'a porté à rechercher l'hélium dans d'autres minéraux très faiblement ou pas du tout radioactifs. Pour doser l'hélium, j'ai employé l'appareil décrit dans l'article précédent; quant à la radioactivité, elle a été mesurée avec un électroscope Wilson. Pour déterminer la sensibilité de l'électroscope, j'ai préparé soigneusement plusieurs échantillons de pyrolusite en poudre, mélangée à des quantités variables d'oxyde d'urane, la teneur en oxyde d'urane des différents mélanges allant de 0,01 à 0,00001. En prenant chaque fois 1 gramme d'un mélange donné, en l'étendant uniformément sur un disque de 4,55 cm^2 de surface et en mesurant la chute de la feuille de 10 minutes en 10 minutes, j'ai trouvé qu'avec une teneur de 0,0001 on avait encore une fuite de 1,2 divisions en 10 minutes, mais qu'à 0,00005 la fuite n'était plus appréciable. J'ai donc considéré comme inactifs tous les minéraux qui ne donnaient pas de mouvement appréciable de la feuille,

1. Ce travail a fait l'objet d'une communication au Congrès de Chimie appliquée de Londres le 31 mai 1909.

c'est-à-dire ceux dont l'activité était inférieure à celle de 0,1 mg d'oxyde d'urane reparti dans 1 gr de pyrolusite.

J'ai commencé par examiner plusieurs échantillons de *castor* provenant de l'île d'Elbe, et j'ai trouvé que ces échantillons, quoique peu actifs ou même entièrement inactifs, contenaient de l'hélium. J'ai étendu alors les expériences à d'autres minéraux qui se trouvent avec le castor dans les pegmatites de l'île d'Elbe, à savoir le *pollux*, les *tourmalines*, les *berylles* et la

Tableau I

N°	Minéraux.	Provenances.	$\alpha \times 10^5$	p	Raies de l'hélium								
					7065.64	6678.1	5876.05	5047.82	5015.75	4922.08	4715.48	4471.75	4388.11
1	Tourmaline verdâtre	Maharitra (Madagascar)	$10^5 \times 4.12$	1.000	f	?	ff	?	ff	ff	fff	?	?
2	Castor	Ile d'Elbe (Italie)	< 1.9	1.000	—		ff	ff	?	f	ff	?	?
3	Tourmaline[1]	Diamantina (Brésil)	< 1.04	1.000		—	?	?	?	f	f	ff	f
4	Spodumène	Minas Geraes (Brésil)	< 0.91	1.000	—	—	?	f	?	f	ff	f	?
5	Beryllé verdâtre	S. Piero in Campo (Elbe, Italie)	$\times 0.66$	0.500		—	?	?	?	—	—	—	f
6	Tourmaline verdâtre	Ambohimanarivo (Madagascar)	$\times 0.5$	1.000		—	?	?	?	f	f	ff	f
7	Tourmaline	Col de Girabal (Ariège)	< 0.46	1.000	—	—	?	?	?	f	f	ff	f
8	Castor	Elbe (Italie)	< 0.4	0.200	—	—	?	—	f	f	—	—	—
9	Tourmaline noire	Pierrepont (New-York)	$\times 0.4$	1.000	—	—	ff	ff	ff	?	ff	—	—
10	— —	Haddam (Connecticut)	< 0.56	3.000	—	—	?	f	?	?	f	—	
11	Pollux	Hebron (Maine)	$\times 0.298$	1.000	—	—	ff	?	ff	ff	—	—	—
12	—	Auburn (Maine)	$\times 0.298$	1.000	—	f	ff	f	?	ff	?	—	ff
13	Tourmaline	Minas Geraes (Brésil)	$\times 0.29$	1.000	—		?	f	?	?	f		—
14	—	Autsirabe (Madagascar)	$\times 0.28$	1.000	—	—	?	ff	?	ff	f	—	—
15	rougeâtre	Pala (Californie)	$\times 0.21$	1.000	—		?	ff	?	—	?		ff
16	— rosée	Ambohimanarivo (Madagascar)	< 0.205	1.000	—	—	ff	f	?	f	ff	?	?
17	Pollux	S. Piero in Campo (Elbe, Italie)	$\times 0.2$	1.000	—	—	f	?	?	—	?	?	ff
18	Kuntzite	Pala (Californie)	$\times 0.2$	1.750	—	—	ff	f	ff	?	f	f	f
19	Lepidolite	Hebron (Maine)	< 0.18	1.000	—		?	?	?	f	ff	—	—
20	Tourmaline rosée	Elbe (Italie)	$\times 0.17$	1.000	—	—	?	f	?	(?)	f	?	ff
21	Albite	Maharitra (Madagascar)	< 0.156	1.000	—	—	?	ff	?	f	f	?	?

1 Provenant de sables diamantifères.

Tableau II

N°	Minéraux.	Provenances.	p	Raies de l'hélium.								
				7065.64	6678.1	5876.05	5047.82	5015.75	4922.08	4715.48	4471.75	4388.11
1	Castorite	S. Piero in Campo (Ile d'Elbe)	1.000	—	—	?	ff	?	?	ff	?	f
2	Tourmaline rosée	— —	1.000	—	—	?	ff	?	?	ff	?	f
3	— polychrome	— —	2.900	—		ff	f	ff	f	?	f	—
4	— noire	— —	4.350	—	—	ff	f	ff	?	ff	f	—
5	— —	— —	1.000	—	—	?	f	?	?	?	ff	ff
6	— — prismatique	— —	1.100	—	?	f	ff	f	?	—	—	—
7	— blanche	— —	1.100	—	—	ff	f	ff	?	f	?	—
8	— —	—	1.000		—	?	f	?	ff	?	ff	f
9	— verdâtre	— —	2.000	—	—	ff	ff	?	?	ff	f	ff
10	— —	—	2.000	—	—	?	ff	?	ff	ff	—	
11	— — prov. de calcaires	Saint-Béat (Haute-Garonne)	0.450	—	—	?	f	?	f	f	—	—
12	Tourmaline lithifère	Orvault (Loire-Inférieure)	3.000	—	—	?	f	?	f	?	—	—
13	— bleue	Castailhac (Aveyron)	2.000	—	—	?	—	ff	—	—	—	—
14	— noire	Zillerthal (Alpes tyroliennes)	3.000	—	—	f	?	?	ff	?	ff	—
15	bleue	Swaziland (Afrique du Sud)	3.000	—	—	?	f	?	f	?	—	—
16	— noire	Pierrepont (New-York)	1.000	—		?	?	f		f	f	
17	— brune	Gouverneur (»)	3.000	—	—	f	?	?		?	ff	?
18	— rosée	Maharitra (Madagascar)	3.000	—	—	f	—	?	ff		—	—
19	— brune	Betafo »	1.000	—	—	?	ff	?	f	—	—	
20	— —	Maharitra (»)	1.000	—	—	?	f	f	ff		—	
21	— —	Environs de Betafo (Madagascar)	1.000	—	—	ff	fff	fff	—			
22	— bleu-noir	— —	3.000	—	—	?	f	?	f	f	ff	
23	— verdâtre	Ambohimanarivo —	2.000	—	—	?	—	?			—	
24	— rougeâtre	Maharitra (Madagascar)	1.000	—	—	ff	—		?	?	—	—
25	Beryllé rose	S. Piero in Campo (Ile d'Elbe)	0.400	—	f	?	f	?	ff	f	?	f

lépidolite; et ensuite à des minéraux de même nature, mais d'autres provenances. Toutefois, je n'ai pas encore pu en entreprendre une étude systématique, comme celle que j'ai faite pour les zircons. Les deux tables suivantes contiennent les résultats déjà obtenus; la première est relative aux minéraux faiblement radioactifs, disposés dans l'ordre de leur activité, et la seconde aux minéraux non actifs. $10^5 a$ est la radioactivité rapportée à un poids égal d'oxyde d'urane et multipliée par 1000; p est le poids (en grammes) de l'échantillon sur lequel on a effectué le dosage de l'hélium. La colonne suivante contient l'indication des raies de l'hélium observées; l'intensité relative est désignée par les mêmes signes qu'auparavant : !, !!, !!! pour les raies fortes et *f*, *ff*, *fff* pour les raies faibles. Les raies 4457,75, 4169,12 et 4145,91 n'ont été observées avec aucune des substances.

Les résultats ci-dessus montrent que l'hélium peut se trouver aussi bien dans des minéraux radioactifs que dans ceux qui n'ont pas d'activité qui puisse être décelée avec l'électroscope employé; toutefois ces derniers contiennent toujours moins d'hélium et souvent n'en contiennent que des traces, comme c'est le cas pour quelques-unes des tourmalines de l'île d'Elbe. Il faut même remarquer qu'avec ces tourmalines les raies n'apparaissent jamais lorsque le charbon est neuf, car la quantité d'hélium dégagée est tellement faible qu'elle est entièrement absorbée par le charbon; l'expérience ne réussit que lorsque le même charbon a été employé plusieurs fois. Pour prouver que l'hélium observé dans ce dernier cas est réellement dû au minéral, on substitue à la tourmaline une autre substance ne contenant pas d'hélium, telle que le marbre ou la sanidinite; en répétant alors l'expérience on n'observe pas de raies.

Une particularité assez singulière est présentée par la tourmaline de Maharitra (Madagascar). Cette substance consiste en gros cristaux, verts à l'extérieur et roses ou violets à l'intérieur, avec parfois une séparation bien nette entre les deux parties; or la partie extérieure (tableau I, n° 1) présente une radioactivité et une teneur en hélium beaucoup plus grandes que le noyau intérieur; la partie intermédiaire, blanche, verdâtre ou légèrement rosée, qu'on observe dans certains cristaux, possède des propriétés intermédiaires; ainsi le degré de coloration de ces cristaux suit une marche parallèle à celle de l'activité et du contenu en hélium. Il est vrai que dans d'autres minéraux on observe l'inverse, comme par exemple dans le béryllé de S. Piero in Campo, dont une variété rose et inactive (tableau II, n° 25) contient plus d'hélium qu'une autre, verte et faiblement active (tableau I, n° 5).

Quoi qu'il en soit, c'est un fait digne de remarque qu'on a pu constater la présence de l'hélium dans les minéraux de la table II, alors que leur activité n'était pas appréciable à l'électroscope employé, quoique celui-ci, dans les conditions de l'expérience, soit probablement un instrument plus sensible que le spectroscope, et que la chauffe ne dégage que la moitié à peu près de toute la quantité d'hélium contenue dans le minéral. Si, d'autre part, on suppose que l'absence d'activité vient de ce que les substances radioactives ont eu le temps de s'éteindre depuis l'époque de la formation des minéraux, en laissant l'hélium comme dernier produit de leurs transformation, il faudrait que certains minéraux de la table I fussent beaucoup plus récents que ceux de la table II qui leur sont associés, par exemple dans les pegmatites de l'île d'Elbe, ce qui est fort improbable.

M. R. J. Strutt, qui a dosé l'hélium dans un grand nombre de minéraux, n'en a trouvé qu'un seul qui contienne de l'hélium tout en n'étant pas actif: c'est le béryllé d'Acworth (New-Hampshire). Cependant, en essayant à mon électroscope un échantillon de cette substance, que M. Strutt a eu l'obligeance de me donner, j'ai constaté une activité du même ordre que celle du pollux d'Elbe, de la kuntzite de Pala et de la lépidolite d'Hébron (tabl. I, n°s 17, 18 et 19), à savoir $0,19.10^{-5}$ par rapport à un poids égal d'oxyde d'urane[1].

Cette différence pourrait s'expliquer par le fait que M. Strutt a mesuré l'activité en faisant des dosages par l'émanation, méthode qui ne donne que l'activité due aux substances produisant des émanations, à l'exclusion de l'uranium, du radium D, du polonium, etc; l'activité que j'ai trouvée pourrait, par conséquent, provenir de ces derniers éléments.

M. Strutt a essayé de mettre la présence de l'He dans le béryllé sur le compte d'éléments non radioactifs, en particulier du caesium, qu'on trouve souvent dans les béryllés, et de l'indium, mais il n'a trouvé que très peu d'hélium dans la blende indifère de Freiberg (qui contient plus d'indium que le béryllé) et aucune trace de ce gaz dans 2 gr. de pollux d'Hébron. Lorsque j'eus observé l'hélium dans 1 gr. de pollux d'Elbe, je voulus examiner aussi les pollux américains, et je pus déceler une quantité appréciable dans le pollux d'Hébron (tabl. I, n° 11) et dans celui d'Auburn (tabl. I, n° 12). Il est certain que ces

1. Chute de la feuille sans la substance 4,0 div. par heure.
avec 4,6 —
sans 4,0 —
Chute due à la substance seule 0,6 —
Chute due à un poids égal d'oxyde d'urane à 1 pour 100 51,7
Activité par rapport à un poids égal d'oxyde d'urane

$$\frac{0.6}{51.7} \cdot \frac{1}{100} = 0.19\ 10^{-5}.$$

Mon assistant, M. Rossi, a mesuré cette même activité avec le même appareil, mais par une méthode un peu différente: il a trouvé $a = 0.21\ 10^{-5}$.

faibles quantités d'hélium qu'on ne rencontre pas dans tous les minéraux, mais qu'on trouve aussi bien dans ceux qui ne sont pas radioactifs, possèdent une origine et une signification déterminées; mais celles-ci nous sont inconnues quant à présent, et l'on ne peut guère décider si cet hélium vient d'un élément radioactif inconnu qui émettrait des particules α ayant une vitesse inférieure à la vitesse critique (comme le suppose Strutt), ou bien s'il dérive de transformations atomiques d'éléments chimiques ordinaires; s'il se forme avec le temps dans le sein des minéraux, ou bien s'il est absorbé du dehors au moment de leur solidification; de nombreuses études nouvelles seront nécessaires pour répondre à ces questions.

Il m'est un agréable devoir de remercier, en terminant, M. Gennaro Massi pour l'aide qu'il m'a apportée dans ce travail, ainsi que dans le précédent.

[Manuscrit reçu le 5 janvier 1910.

Traduit de l'italien par M. L. Kolowrat.

Sur l'émission de rayons positifs par les composés du phosphore chauffés

Par F. HORTON

[Saint John's College, Cambridge.]

J. J. Thomson a montré que certains sels chauffés produisent une forte ionisation positive[1]. Parmi les sels soumis à son expérience, les phosphates ont donné le maximun d'effet : le phosphate d'alumine en particulier s'est montré le plus actif. A la température du rouge l'émission de rayons positifs par ce phosphate était telle, d'après J. J. Thomson, qu'on pouvait la mesurer aisément au galvanomètre. Les expériences suivantes ont été faites dans le but de découvrir une analogie entre ce phénomène et celui des *rayons anodiques* de Gehrcke et Reichenheim. Ces physiciens ont trouvé[2] que certains sels, utilisés comme anodes dans un tube à vide, émettent des rayons positifs perpendiculaires à la surface de l'anode, se comportant d'une manière tout à fait analogue à celle des rayons cathodiques. Ces rayons positifs sont constitués par des particules, chargées positivement de dimensions de l'atome, se mouvant avec une vitesse d'environ 10^7 cms par seconde. L'examen spectroscopique a montré que ces particules sont des atomes du métal contenu dans le sel anodique. Gehrcke et Reichenheim ont trouvé que les rayons anodiques sont émis plus librement par les sels halogénés des métaux alcalins et considèrent qu'en général les sels les plus convenables à servir d'anodes sont ceux qui sont aisément fusibles et dissociés par la chaleur. Les sels halogénés employés par J. J. Thomson ont donné par la chauffe un faible excès d'électricité positive, mais bien inferieur à ce qu'on obtient avec les phosphates.

1. J. J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **14** 105.
2. Gehrcke et Reichenheim, *Ann. d. Phys.* **25** (1908) 861.

Dans les expériences présentes, on s'est d'abord servi du phosphate d'alumine, contenu dans des tubes utilisés comme anodes dans un appareil (fig. 1) semblable à celui décrit par Gehrcke et Reichenheim. Le tube à décharge était constitué par un ballon d'une

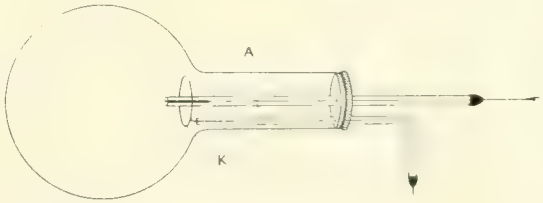


Fig. 1.

capacité de 500 à 1000 cm³, relié à une pompe à mercure et à une jauge de Mc Leod; à ce ballon était soudé un tube contenant du charbon, dans le but de produire un vide élevé dans l'appareil, par refroidissement de ce tube dans l'air liquide. Le point de fusion des sels employés dans ces expérie ces étant élevé, le tube A, contenant l'anode, était en quartz fondu, et avait 2 mms. et 5 mms. de diamètres intérieur et extérieur. Le phosphate d'alumine utilisé comme anode était finement pulvérisé et mélangé avec un peu de poudre de graphite afin de le rendre conducteur, et aussi avec un peu de chlorure d'argent pour lier la matière pendant la chauffe. Ce mélange était tassé à l'extrémité A du tube de quartz sur une longueur de 2 à 3 cms. On chauffait alors fortement le tube dans une flamme de chalumeau. Le chlorure d'argent entrait en fusion, de sorte

qu'après refroidissement le mélange faisait bien corps avec le tube. On obtenait la connexion électrique avec le mélange par un fil de cuivre pénétrant dans le tube à l'autre extrémité et introduit dans la masse du mélange encore chaud. La cathode était constituée par un anneau d'aluminium K à l'extrémité d'un fil d'aluminium, recouvert dans sa partie rectiligne par un tube de verre, comme le montre la figure. Ces tubes qui entouraient l'anode et la cathode traversaient un bouchon d'ébonite fermant le ballon, et les joints destinés à tenir le vide étaient soigneusement faits à la cire.

Une grosse bobine d'induction de Marconi produisait la décharge à travers le tube. Il eût été préférable d'employer une forte machine de Wimshurst suivant la méthode de Gehrcke et Reichenheim, mais il n'y en avait pas de disponible. Le circuit secondaire de la bobine comportait un excitateur et une valve de Lodge, afin d'empêcher, autant que possible, le courant de passer dans les deux sens.

Il n'est peut-être pas sans intérêt de mentionner que, pour obtenir rapidement le vide élevé nécessaire dans ces expériences, on a trouvé un grand avantage à employer le quartz fondu pour construire le tube à charbon, servant au refroidissement dans l'air liquide. Pendant qu'on faisait le vide préliminaire, on chauffait directement le tube de quartz à la flamme d'un chalumeau, et de cette façon le charbon était plus rapidement et plus complètement débarrassé des gaz occlus.

Lorsque la décharge de la bobine d'induction traversait le tube (la pression du gaz étant si faible qu'aucune luminosité gazeuse n'existait dans le ballon), on obtenait à l'anode le « faisceau » de lumière, décrit par Gehrcke et Reichenheim. Au spectroscope, l'examen de cette lumière révélait les lignes les plus brillantes de l'argent: il n'y avait pas de lignes de l'aluminium. Dans un champ magnétique, une partie de la luminosité était déviée dans le sens conduisant à admettre que les rayons étaient constitués de particules chargées positivement, quittant l'anode; l'autre partie était déviée dans le sens opposé, mais je n'ai jamais été bien sûr que ce dernier point n'était pas dû à la décharge passant dans les deux sens. La lumière à l'anode n'a jamais présenté les pinceaux fins et brillants si caractéristiques des rayons anodiques, et le spectre a montré que, en admettant une production de rayons anodiques, ceux-ci étaient dus au chlorure d'argent et non au phosphate d'alumine.

On a tenté, sans succès, d'autres méthodes pour agglomérer le phosphate d'alumine, afin de le rendre propre à servir d'anode, sans utiliser de substance capable de produire des rayons anodiques. On a décidé alors d'employer un phosphate plus fusible et on a chauffé dans le tube de quartz, jusqu'à fusion, un mélange de pyrophosphate de sodium et de lithium, avec un peu de graphite. Ce tube était placé comme anode dans une ampoule analogue à celle précédemment décrite. En vidant et faisant passer la décharge, ce tube se comportait d'une façon curieuse. Quand la pression n'était pas trop basse, il y avait une bande lumineuse autour de l'anode, entourée d'un espace obscur, puis vers le centre de l'ampoule une petite sphère lumineuse, qui correspondait probablement à une strie dans la colonne positive. En plaçant un champ magnétique transversalement à la direction des rayons venant de l'anode, la bande semblait se rapprocher de la sphère lumineuse, en s'étendant, en même temps, symétriquement par rapport à l'axe de l'anode, et s'enroulant au voisinage de l'anneau cathodique. L'apparence était celle que présente un faisceau de rayons subitement amené contre un obstacle. L'effet produit semblait être indépendant de la direction du champ magnétique, tant que les lignes du champ étaient à angle droit avec la direction de la décharge. Le fait que du sodium était emporté de l'anode pouvait être constaté par l'apparition graduelle de la lumière jaune du sodium sur la cathode, cette apparition se faisant d'abord du côté le plus voisin de l'anode puis s'étendant graduellement sur toute sa surface. Le spectre de la lumière à l'anode révélait les lignes brillantes du sodium et du lithium, ainsi que les plus importantes raies du mercure, parmi lesquelles se trouvent les trois nouvelles lignes dans l'orangé, dont les longueurs d'onde, données par l'auteur dans une précédente note[1], sont 6232, 6121, 6070.

Dans un vide plus parfait, la luminosité gazeuse dans l'ampoule disparaissait, mais la lueur demeurait à l'anode. Il n'y avait cependant aucun indice des fins faisceaux de lumière, accompagnant la phosphorescence de l'ampoule et si caractéristiques des rayons anodiques.

Dans un champ magnétique, la lueur à l'anode était surtout déviée dans la direction positive, mais une partie se comportait comme si elle était chargée négativement. Afin de décider si les rayons déviés dans le sens positif étaient réellement chargés positivement ou si ce n'était que des rayons chargés négativement se dirigeant vers l'anode, on a étudié la façon dont ils se comportent dans un champ électrostatique.

Dans ce but on s'est servi de l'appareil représenté par la figure 2. Les rayons, à leur départ de l'anode A, passaient au travers d'un écran S percé d'un trou et mis à terre, puis entre deux plateaux parallèles $P_1 P_2$ de 3 centimètres de long environ et à 1 centimètre de distance. On établissait un champ électrique puissant entre ces plateaux au moyen d'une batterie de petits accumulateurs. L'écran au sulfure de zinc Z permettait, grâce à sa phosphorescence, d'observer la

1. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 14.

déviation des rayons, même quand la luminosité le long de leur parcours était très faible.

Comme dans l'appareil précédent, il n'y avait pas de faisceau de rayons se détachant de l'anode. Les rayons ayant traversé l'écran percé S étaient toujours

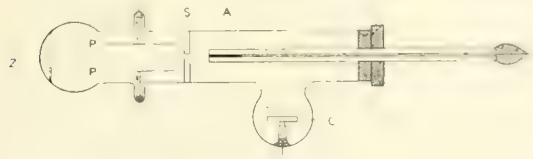


Fig. 2.

déviés vers le plateau positif par le champ électrique, montrant qu'ils étaient constitués de particules chargées négativement. C'étaient vraisemblablement des rayons cathodiques ordinaires provenant des courants inverses de la bobine. L'impossibilité d'obtenir de ces phosphates des rayons anodiques semble montrer qu'il n'y a aucun lien entre les rayons anodiques et l'émission d'électricité positive par ces sels chauffés, mais il était intéressant de voir si on ne pouvait obtenir de rayons anodiques avec d'autres composés du phosphore, parce que ces composés, comme le phosphore lui-même, ont la propriété d'émettre des ions positifs quand on les chauffe sur une anode dans un tube à vide.

On a expérimenté, en conséquence, le phosphite de calcium, qui, mélangé à un peu de graphite, constituait l'anode de l'appareil de la figure 1. A une basse pression on voyait un pinceau distinct des rayons, entourant l'anode, du centre duquel, après quelques minutes, se détachait un pinceau fin de rayons de direction rectiligne à l'intérieur de l'ampoule et qui causait la phosphorescence du verre au point d'impact. Ce pinceau semblait prendre naissance à l'endroit le plus chaud de la surface de l'anode. Il n'était pas dévié dans un champ magnétique faible, mais était dévié dans la direction positive avec les champs magnétiques puissants. Ces rayons étaient, sans aucun doute, analogues aux rayons obtenus par Gehrcke et Reichenheim. Le spectre révélait les lignes du calcium ainsi que d'autres lignes qui n'ont pu être identifiées dans l'espace de temps très court où on observait ces rayons. On voit ainsi que les rayons anodiques peuvent être obtenus avec du phosphite de calcium, quoiqu'ils ne soient pas produits par les phosphates.

Gehrcke et Reichenheim ont rapproché la production de rayons anodiques par les sels halogènés des alcalins et alcalino-terreux, de leur faible fusibilité et de leur propriété de se dissocier quand on les chauffe fortement. Le sel chauffé est décomposé électrolytiquement par le passage du courant, le métal étant libéré à l'anode et traversant le tube. Au voisinage de l'anode le champ électrique est très intense à cause de la chute de potentiel anodique, et c'est en traversant cette région que les atomes du métal libérés acquièrent leur grande vitesse. Il y a quelque temps, Matthies [1] a montré que la chute anodique dans un tube à vide était considérablement accrue par la présence d'une vapeur d'un sel halogéné. Dans une note récente, Reichenheim [2] établit que, aux basses pressions et avec des courants intenses, la chute anodique relative aux sels halogénés atteint plusieurs milliers de volts. Reichenheim pense que cette valeur, extraordinairement grande, peut s'expliquer en supposant que les vapeurs halogénées possèdent, à un degré plus élevé que les autres gaz, la faculté d'absorber des électrons négatifs. Si cette supposition est correcte, il existe d'autres vapeurs électro négatives qui doivent se comporter de la même manière, et Reichenheim montre qu'on obtient aussi une importante chute anodique avec la vapeur de phosphore. Dans les expériences décrites dans cette note, il est probable que de la vapeur de phosphore se trouvait présente dans le cas de l'anode à phosphite de calcium, par suite de la décomposition de ce sel quand on le chauffe. Il y avait ainsi une chute anodique élevée et un champ intense au voisinage de l'anode, donnant aux atomes libérés l'énergie suffisante pour devenir rayons anodiques lumineux. Les phosphates, d'autre part, sont des corps extrêmement stables, et dans ce cas il n'y a pas de vapeur de phosphore pour créer une chute anodique anormale, d'où l'absence de rayons anodiques. Ainsi ces expériences semblent confirmer l'hypothèse de Gehrcke et Reichenheim en ce qui concerne l'origine des rayons anodiques, et montrer qu'il n'y a pas de relation entre ce phénomène et l'émission d'électricité positive par les sels chauffés.

(Traduit de l'anglais par Gaston Dunod.)

1. Matthies, *Ann. d. Phys.*, **18** (1905), 475.
2. Reichenheim, *Verh. d. D. Phys. Ges.* (1909), 168.

Sur les phénomènes acoustiques des condensateurs

(A propos du récent mémoire de M. A. Righi) [1]

Par H. A. PERKINS

Hartford College, Conn.]

J'ai lu avec beaucoup d'intérêt le mémoire de M. A. Righi publié par le *Radium* dans le numéro de janvier 1910.

Il est exact que je n'ai pas eu connaissance de la communication originale, fait que je regrette d'autant plus qu'un travail si bien imaginé aurait été une assistance très précieuse dans mes recherches.

La concordance entre les résultats de M. Righi et les miens est en général frappante, et dans les points où ceux-ci diffèrent les divergences jettent encore de la lumière sur le phénomène principal. Je signale les différences les plus importantes.

Dans mes expériences la cathode était un disque plein comme celui de M. Righi, mais l'anode, également un disque d'aluminium, était percé de petits trous comme dans les tubes qui produisent les rayons de Goldstein. En outre le vide était plus avancé, comme l'indiquait la longueur de l'espace obscur de Crookes. Au lieu d'avoir un gaz pur, j'ai seulement vidé le tube de l'air qui y était contenu sans prendre des précautions particulières pour éviter les traces de vapeur d'eau. Cette impureté du gaz peut expliquer une différence fondamentale entre les deux séries d'observations ; j'ai trouvé en général une décharge tranquille avec un voltage plus petit que celui nécessaire pour amorcer le son, tandis que M. Righi n'a trouvé que la décharge sonore. Est-il possible que deux gaz puissent conduire l'électricité d'une manière complètement indépendante, l'un à la façon ordinaire, et l'autre, comme l'hydrogène de M. Righi, avec des interruptions périodiques ?

Comme je l'ai indiqué dans mon mémoire original [2] le son se produisait sans capacité en dérivation ; mais, avec la capacité je pouvais supprimer le téléphone, parce que comme le trouve M. Righi, un son très net était produit par le condensateur lui-même.

Mes condensateurs étaient construits en papier d'étain collé sur des lames de verre, la distance entre elles étant variable. Mais quelques armatures ainsi construites produisaient à peine de son, et j'ai cru qu'on pouvait expliquer cet effet par la présence de petites bulles d'air entre le verre et le papier d'étain, le papier agissant comme un diaphragme vibrant sous l'influence du champ variable. Mais si les armatures « massives » de M. Righi étaient entièrement de métal solide, il faut évidemment chercher l'explication ailleurs.

Quant à la théorie mathématique, les équations que j'ai posées diffèrent de celles de M. Righi par suite des conditions un peu plus complexes, dans lesquelles se faisaient mes décharges, mais la période t'', de décharge dans son calcul rappelle, d'une manière frappante, l'expression que j'ai obtenue. M. Righi, a pu vérifier sa théorie dans le cas d'un gaz pur, si bien, qu'il ne peut rester aucun doute sur la validité de ses hypothèses.

Les effets si curieux obtenus par M. Righi avec une self-induction en dérivation sur le tube, concordent très bien avec les observations qui m'ont amené à étudier ce phénomène. Si l'on produit la décharge avec un courant alternatif à fréquence constante, et puis si l'on fait varier la capacité en dérivation avec le tube, on constate pour certaines valeurs de la capacité que la décharge ne peut pas se produire Ces points sont extrêmement nets, et une variation presque inappréciable de la distance entre les armatures renouvelle la décharge qui passe par un maximum, aussi très net, entre deux extinctions, si on augmente progressivement la capacité.

Comme je l'ai déjà indiqué, je suppose qu'il s'agit d'interférence ou de résonnance entre deux fréquences : celle du tube et du condensateur en dérivation, qu'on peut faire varier à volonté, et la fréquence invariable du secteur employé dans mes expériences.

Dans le cas de M. Righi on a aussi deux fréquences, toutes deux variables, l'une dépendant, comme il l'a indiqué, des mêmes conditions que celles de l'arc chantant, et l'autre produite par la discontinuité ayant lieu dans l'ampoule elle-même, et dont l'explication complète me semble toujours à trouver.

Manuscrit reçu le 10 février 1910].

1. *Le Radium*, 7 1910 4 8.
2. *Le Radium* 6 1909 294 298.

ERRATUM

Sur les triplets magnétiques dissymétriques

Par A. DUFOUR

(Ecole Normale Supérieure. — Laboratoire de physique.)

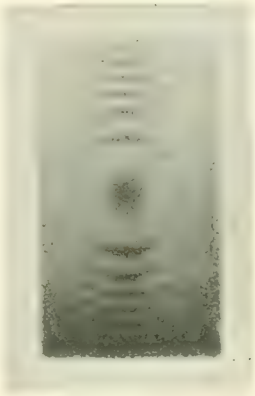
Une erreur ayant été commise au sujet des légendes des photographies données à la page 75 d'un précédent numéro du *Radium* (t. 7, fasc. 3, mars 1910), on trouvera ci-dessous ces mêmes photographies avec leurs légendes rectifiées :

H = 0 environ.

Fig. 1.

H = 20000 environ.

Fig. 2.



H = 29000 environ.

Fig. 3.

ANALYSES

Radioactivité

Contribution à l'étude de la radioactivité du potassium. — **J. Elster** et **H. Geitel.** (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 275-280). — Les auteurs font connaître quelques expériences venant à l'appui des résultats de Campbell et Wood, confirmés et complétés par Henriot, touchant la radioactivité du potassium et du rubidium. Ces deux métaux paraissent posséder une radioactivité faible, mais incontestable, laquelle ne peut s'attribuer à aucune impureté radioactive connue.

Déjà avant la découverte de Campbell, les auteurs ont fait des observations qui s'interprètent très aisément dans l'hypothèse d'une radioactivité du potassium. Il s'agit des mesures de déperdition faites dans les mines de Stassfurt : la déperdition était très faible dans les mines de sel gemme, mais s'élevait brusquement lorsqu'on atteignait le filon de carnallite.

Depuis, les auteurs ont étudié des minerais provenant de Hedwigsburg et de Vienenburg (Harz). En suivant de grandes quantités de matière pendant le traitement, ils ont constaté que celui-ci n'amenait aucune concentration ou perte d'activité. Les cristaux naturels et les sels commerciaux ont même activité spécifique. Cette activité ne diminue pas avec le temps d'une façon sensible.

Les essais de séparation chimique n'ont conduit à aucun résultat positif. Pas plus que Henriot et Vavon, MM. Elster et Geitel ne sont arrivés à obtenir des préparations concentrées. Ils ont essayé l'électrolyse fractionnée, la cristallisation fractionnée des bitartrates et perchlorates, la précipitation fractionnée des fluosilicates, l'entraînement par le noir animal, l'hydrate ferrique, le soufre colloïdal.

Par une expérience en grand dans les mines de Vienenburg ils ont confirmé l'absence de toute émanation.

Ils concluent à la très grande probabilité d'une radioactivité propre au potassium et au rubidium. Si l'on se range à cette manière de voir, il est certain qu'il se soulève des difficultés au point de vue des idées généralement admises sur la radioactivité. Comment se fait-il qu'on ne connaisse aucun produit de désintégration de ces éléments radioactifs? Comment concilier leur instabilité avec leur faible poids atomique? Leur rayonnement est-il homogène et permet-il de conclure à une seule transformation? Autant de problèmes qu'on ne peut négliger et qui amèneront peut-être une modification partielle des conceptions classiques.

Léon Bloch.

Phénomènes cosmiques

Observations d'électricité atmosphérique en ballon. — **A. Gockel** (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910), 280-282). — Les observations ont été faites le 11 décembre 1909 à Zurich, dans une ascension en ballon où l'on a dépassé l'altitude de 4000 mètres. Les mesures d'ionisation à l'appareil d'Ebert ont donné :

Les mesures de la radiation pénétrante, faites avec l'appareil de Wulf, ont donné des nombres assez élevés même aux altitudes extrêmes, ce qui est difficile à concilier avec l'origine terrestre de cette radiation. Léon Bloch.

Courants électriques circulant de la terre dans l'air. — **G. C. Simpson.** (*Phys. Soc.*, 11 Mars 1910). — L'auteur décrit une méthode d'enregistrement des courants électriques circulant de la terre dans l'air pendant les périodes de beau temps. Un grand plateau de 17 m² était disposé à l'air libre au voisinage du sol, à une distance juste convenable pour avoir un bon isolement ; ce plateau était relié à un récipient isolé, d'où s'écoulait de l'eau par un orifice entouré d'un manchon à terre. L'eau tombant du récipient isolé emportait, par suite de l'action égalisatrice de ce procédé, toute la charge que recevait le plateau exposé, et ce dernier restait au potentiel zéro. Les gouttes d'eau chargées se rassemblaient dans un récipient relié à un électromètre enregistreur, qui était mis à terre périodiquement toutes les deux minutes. L'auteur énumère les sources d'erreur et décrit la méthode pour déterminer la valeur du courant qui va de la terre vers l'air, et la conductibilité de l'air, d'après les indications de l'électromètre.

G. Danne.

Influence du champ terrestre sur la répartition de la radioactivité induite du radium dans l'atmosphère et à la surface du sol. — **J. Salpeter.** (*Akad. d. Wiss. in Wien Mathem. naturw. Kl.* **148** (1909). — L'auteur complète la méthode de Kohlrausch et Kurz, pour le calcul de la radioactivité induite et de l'émanation présente dans l'atmosphère. Son calcul tient compte des inégalités de répartition créées par le champ terrestre. La présence de ce champ peut diminuer de 10 à 20 pour 100 les nombres calculés par la méthode de Kurz.

Léon Bloch.

Sur les produits de décomposition du radium et du thorium dans l'atmosphère. — **P. Pacini** (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 227-232). — Le rapport $\frac{N'}{N}$ entre l'émanation du radium et l'émanation du thorium contenues dans l'atmosphère a été déterminé à Sestola (près Modène), à une altitude de 1090 mètres pendant l'été 1909. La valeur moyenne de ce rapport est 6700.

Par vent faible venant de la vallée ou de la plaine, une hausse du baromètre avant ou pendant l'expérience correspond à un accroissement du rapport $\frac{N'}{N}$. Par vent plus fort, mais venant toujours d'en bas, la baisse du baromètre est aussi accompagnée d'une baisse du rapport $\frac{N'}{N}$.

A direction constante du vent, un changement de vitesse influe beaucoup plus sur le rapport $\frac{N'}{N}$ qu'un changement barométrique.

L'élément essentiel dans l'action du vent semble être sa direction : le vent des hauteurs (vent sud de l'Apennin) augmente la proportion du radium, le vent des plaines celle du thorium.

Le temps nécessaire pour que des fils activés pendant quatre heures perdent la moitié de leur activité est assez constant : dans 17 expériences sur 22 il a varié de 56 à 65 minutes. Les valeurs extrêmes sont 52 et 85 minutes, correspondant respectivement à des teneurs en thorium de 29 et 73 pour 100.

L'activité totale induite sur les fils dépend plus des variations barométriques que des valeurs absolues de la pression atmosphérique. Léon Bloch.

Sur la forme des isothermes à l'intérieur des montagnes situées dans des régions radioactives. — **Ch. H. Lees** (*Proc. Roy. Soc.*, A-**83** (1910) 539-546). — Dans l'étude des mouvements de l'écorce terrestre, il est important de connaître la répartition de la température à l'intérieur de celle-ci ; c'est ce problème que l'auteur s'est proposé de résoudre avec plus de précision qu'il n'a été fait jusqu'alors par Fisher[1] et Thoma[2].

Pour simplifier les calculs, il fait les hypothèses suivantes : 1° la courbure de la surface de la terre est négligeable ; 2° la chaîne de montagne est supposée avoir partout la même section, et une longueur grande par rapport à la largeur ; 3° cette section a un contour simple des plus fréquents ; 4° La matière de la chaîne de montagne possède la même activité et la même conductibilité calorifique que celle de la plaine avoisinante ; 5° les surfaces isothermiques dans les régions non montagneuses, sont parallèles à la surface de la terre. Les équations donnant la température en un point de la montagne sont :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{w}{k} = 0 \qquad (1)$$

et

$$k\frac{dv}{dn} = h(v - V) \qquad (2)$$

où x est la distance horizontale comptée à partir de l'axe de la montagne, z la cote au-dessus de la plaine, comptée positivement vers le bas ; k est le coefficient de conductibilité thermique de la montagne, w la chaleur produite par seconde par les corps radioactifs dans un cm³ ; V est la température de l'air au contact de la surface de la montagne, h le coefficient de conductibilité calorifique extérieure.

n est la normale à la surface comptée positivement vers l'intérieur de la montagne.

Des considérations expérimentales permettent de simplifier (2) et de l'écrire :

$$\frac{dv}{dz} = \alpha' \qquad (2')$$

où α' est une constante.

La solution générale de (1) est alors :

$$v = V_0 + \alpha z + \frac{w}{k}\frac{z^2}{2} + \sum_{n=0}^{n=\infty} A_n \frac{d_n}{dz} \log\left[x^2 + (z + a_n)^2\right] \qquad (3)$$

où V_0 est la température à la surface de la plaine avoisinante α, A_n, a_n sont des constantes.

La température sur la surface de la montagne s'obtient en intégrant (2') :

$$v = V_0 + \alpha z \qquad (4)$$

L'élimination de v entre (3) et (4) donne l'équation du contour de la section :

$$0 = (\alpha - \alpha')z + \frac{w}{k}\frac{z^2}{2} + \sum_{n=0}^{n=\infty} A_n \frac{d_n}{dz} \log\left[x^2 + (z + a_n)^2\right] \qquad (5)$$

1. *Fisher, Physics of the Earth's Crust*, p. 222.
2. *Thoma, Dissertation, Freiburg*, 1906, *Beiblätter*, **31** 1907, 850.

Or ce contour étant connu cette dernière équation détermine A_n et a_n, $\alpha - \alpha'$ étant évalué par l'expérience à une valeur de $2,4 \cdot 10^{-4}$. Dans bien des cas il est suffisant de s'en tenir au premier terme de la série contenue dans les équations précédentes. On obtient alors pour le contour :

$$0 = (\alpha - \alpha') z - \frac{w}{K} \frac{z^2}{2} + A \frac{z + a}{x^2 + (z + a)^2} \quad (5')$$

et pour les isothermes :

$$v - V_0 = \alpha z - \frac{w}{K} \frac{z^2}{2} + A \frac{z + a}{x^2 + (z + a)^2} \quad (3')$$

Aux constantes $\alpha - \alpha'$ et A substituons les nouvelles β et B d'après les équations $\frac{w}{K2} = \beta(\alpha - \alpha')$, $A = B(\alpha - \alpha')$ l'équation (5') devient

$$z(1 - \beta z) + B \frac{z + a}{x^2 + (z + a)^2} = 0 \quad (6)$$

Si H est la hauteur du sommet de la montagne, il vient

$$-H(1 + \beta H) + \frac{B}{a - H} = 0 \quad (7)$$

puis si $x = b$ pour $z = -h$, h étant compris entre 0 et H, on a :

$$-h(1 + \beta h) + B \frac{a - h}{b^2 + (a - h)^2} = 0$$

d'où $$\frac{h(1 + \beta h)}{H(1 + \beta H)} = \frac{a^2 - (H + h)a + Hh}{a^2 - 2ha + h^2 + b^2}$$

Posons alors $$\frac{h(1 + \beta h)}{H(1 + \beta H)} = \frac{1}{2} \quad (8)$$

L'équation précédente devient :

$$a^2 - 2Ha + 2Hh - (h^2 + b^2) = 0.$$

dont la racine positive est :

$$a = H + \sqrt{(H - h)^2 + b^2} \quad (9)$$

finalement il vient :

$$B = H(1 + \beta H)\sqrt{(H - h)^2 + b^2} \quad (10)$$

Remarquons que $d = \sqrt{(H - h)^2 + b^2}$ est la distance du sommet au point dont la cote est h et l'abcisse b. On peut écrire alors les équations précédentes :

$$a = H + d, \ (9'); \ B = H(1 + \beta H)d, \ (10');$$
$$A = (\alpha - \alpha')Hd(1 + \beta H), \ (11).$$

Finalement, on obtient pour le contour :

$$z(1 - \beta z) + (\alpha - \alpha')Hd(1 + \beta H)\frac{z + H + d}{x^2 + (z + H + d)^2} = 0 \quad (5'')$$

et pour les isothermes :

$$v - V_0 = \alpha z - \frac{w}{K}\frac{z^2}{2} + (\alpha - \alpha')Hd(1 + \beta H)\frac{z + H + d}{x^2 + (z + H + d)^2} \quad (3'')$$

La température le long d'une droite horizontale, tracée dans une section droite de la montagne et de hauteur Z, est :

$$v - V_0 = -\alpha Z - \frac{wZ^2}{2K} + (\alpha - \alpha')Hd(1 + \beta H)\frac{H + d - Z}{x^2 + (H + d - Z)^2} \quad (12)$$

L'excès de la température au milieu de cette droite sur celle qui règne à ses extrémités sur la surface de la montagne est :

$$(\alpha - \alpha')z - \frac{w}{K}\frac{z^2}{2} + \frac{(\alpha - \alpha')Hd(1 + \beta H)}{z + H + d} \quad (13)$$

si dans cette expression $z = 0$, on a :

$$(\alpha - \alpha')(1 + \beta H)\frac{H}{1 + \frac{H}{d}} \quad (13')$$

Enfin le gradient de température sur la verticale passant par le sommet est :

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \alpha - \frac{w}{K}z - (\alpha - \alpha')Hd\frac{1 - \beta H}{(z + H + d)^2} \quad (14)$$

et au sommet lui-même :

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \alpha + \frac{w}{K}H - (\alpha - \alpha')H\frac{1 + \beta H}{d} \quad (14')$$

Dans ces diverses équations α et α' sont estimés à $5,0 \cdot 10^{-4}$ et $6,0 \cdot 10^{-5}$; $\beta = 8 \cdot 10^{-5}$ d'après les nombres donnés par Rutherford sur la chaleur dégagée par le radium, ce qui fait $\beta H = 0,05$ pour une montagne de 4000 mètres.

Ainsi, dans les équations (3'') et (5)'' le facteur $1 + \beta H$ correspond à une correction de 1 à 0,8 pour 100 par kilomètre de hauteur. Il s'ensuit qu'une petite proportion de matière radioactive, présente dans la montagne, modifie si peu la forme des isothermes, qu'elle peut être négligée.

L'auteur donne alors des figures représentant les isothermes obtenues pour H = 2 kilom. et pour 3 valeurs diverses de d : H, $\frac{1}{2}\sqrt{5}$ H, et $\frac{1}{2}\sqrt{17}$ H.

J. Danysz.

REVUE DES LIVRES

The radioactive Substances, their Properties and Behaviour, par **W. Makower.** (XII-301 pages 12×18; Regan, Trench, Trübner, éditeurs, Londres 1908 Prix : 5 Sh.)

Le but de ce volume est de présenter les phénomènes principaux et les théories de la radioactivité sous une forme concise et simple ; il est destiné à ceux qui sans vouloir s'approfondir dans le sujet, voudraient en connaitre l'aspect général. Des notions élémentaires de physique et de chimie sont seules supposées chez le lecteur, et l'usage de formules a été presque entièrement évité, même dans l'exposé de la théorie de désintégration.

Ainsi les divers cas qui se présentent dans la décroissance de l'activité induite du radium sont représentés par une analogie hydrodynamique qui consiste à prendre trois vases superposés et reliés entre eux par des tubes de section inégale ; en versant de l'eau dans le vase supérieur, on obtient un courant dans chacun des tubes, et la somme des courants représente l'activité totale d'un dépôt actif en décroissance.

L'ouvrage est écrit avec une grande clarté, il se lit facilement et avec intérêt ; l'auteur semble avoir fait un choix judicieux des faits et des théories présentés, bien que dans une branche de la science comme la radioactivité il ne soit pas facile d'assigner aux diverses recherches la place exacte qui leur convient dans un ouvrage d'ensemble destiné à un cercle étendu de lecteurs ; on est forcément porté à parler de travaux qui n'auront été que provisoires, et un ouvrage semblable est par cela même exposé à vieillir assez rapidement.

L. Kolowrat.

The corpuscular theorie of matter, par **J. J. Thomson**. (1 vol. 172 pages 14×22, A. Constable, éditeur, Londres, 1907. Prix : 7 Sh.)

En 170 petites pages, imprimées en gros caractères, J. J. Thomson nous donne une vue d'ensemble sur la théorie des électrons, et il insiste plus particulièrement sur l'interprétation, au moyen de cette théorie, des propriétés chimiques des éléments.

Les premiers chapitres contiennent un exposé rapide des expériences qui établissent l'existence des électrons et leurs principales propriétés : déviations électrique et magnétique des rayons cathodiques, effet Edison, phénomène de Zeeman ; l'étude des rayons canaux amène la conception de particules positives, identiques à celles qui constituent les rayons α des substances radioactives.

Dans les chapitres suivants nous voyons comment on peut au moyen des électrons rendre compte des phénomènes les plus divers tels que : conductibilité électrique et thermique des métaux, effets Peltier et Thomson, phénomène de Hall, radiations. Deux théories sont ici développées parallèlement : la première, celle de Lorentz, suppose que les électrons sont libres, en grande quantité, dans les espaces intermoléculaires à l'intérieur du métal, et qu'ils s'y comportent comme les molécules d'un gaz occupant les cavités d'un corps très spongieux ; leurs mouvements obéissent donc aux mêmes lois statistiques que l'on rencontre dans la théorie des gaz. Dans la deuxième théorie, proposée par J.-J. Thomson, il n'y aurait plus d'électrons libres à la façon des précédents, mais les atomes métalliques, constitués par des doublets électriques, émettraient hors d'eux-mêmes, dans certaines conditions, des électrons qui ne seraient libres que jusqu'à ce qu'ils aient rencontré un autre atome, dans lequel ils s'arrêteraient. Ces émissions d'électrons, désordonnées en général, prennent une orientation d'ensemble, sous l'action de champ électrique ou magnétique et peuvent rendre compte aussi des phénomènes énumérés plus haut.

Enfin les derniers chapitres, environ un tiers du livre, en sont la partie la plus curieuse et la plus originale ; J. J. Thomson admet qu'un atome est constitué par une sphère homogène d'électricité positive, à l'intérieur de laquelle des électrons sont en équilibre en nombre tel que la charge totale soit nulle ; pour plus de simplicité dans le calcul, il suppose que ces électrons sont contenus dans un plan passant par le centre de la sphère ; et il donne, pour ce cas, les résultats de ses recherches : les électrons se répartissent sur des cercles concentriques suivant une loi parfaitement déterminée ; une table nous donne même cette répartition pour tous les nombres d'électrons inférieurs à 101. Ce qui caractérise principalement un tel système de charges électriques, c'est le nombre d'électrons qu'il compte sur le cercle extérieur : chaque fois qu'un électron peut lui être enlevé ou ajouté, c'est de préférence un cercle intérieur qui est modifié. On peut donc partager les atomes en groupes d'après le nombre d'électrons sur le cercle extérieur, et les atomes d'un même groupe ne différant les uns des autres que par le nombre total d'électrons. Les atomes d'un même groupe étant alors rangés par ordre de nombre croissant d'électrons on trouve que le premier correspond à l'équilibre électrique le moins stable, et que cette stabilité va en s'affermissant quand le nombre d'électrons augmente. Il en résulte qu'un atome peut, assez facilement, perdre autant d'électrons qu'il y a dans son groupe d'atomes plus pauvres en électrons, ou bien en gagner, autant qu'il y a de ces atomes plus riches que lui en électrons. Ce nombre d'électrons qu'un atome peut gagner ou perdre représenterait dans cette théorie la valence positive ou négative de l'atome. Deux atomes différents peuvent alors se combiner, s'ils ont des valences différentes, soit par le signe, soit par le nombre ; et l'on voit comment un même élément I par exemple peut donner des composés tels que H I où il se comporte comme monovalent négatif, ou bien tels que F^6I où il joue le rôle d'un hexavalent positif : l'iode serait ainsi le 2e atome d'un certain groupe qui en contiendrait au moins 8. Les atomes de valence non nulle peuvent même se combiner entre eux pour former des molécules bi-tri atomiques ou plus, en échangeant entre eux des électrons. Les atomes de valence nulle représenteraient des corps à molécules monoatomiques. J. J. Thomson nous montre aussi comment de telles considérations peuvent rendre compte des isomères, de la possibilité de tables périodiques des éléments, telles que celle de Mendeleieff.

Les dernières pages exposent quelques méthodes d'après lesquelles on peut se faire une idée du nombre total d'électrons contenus dans un atome, et des dimensions de la sphère d'électricité positive.

Ce qui frappe le plus dans cet ouvrage, c'est la sobriété, pour ne pas dire l'absence, des développements mathématiques ; la plupart des équations y figurent sans démonstration, aussi bien celles, tirées des théories générales, qui servent de base, que celles qui expriment les résultats ultimes de cette théorie des électrons ; d'ailleurs, des explications amplement suffisantes en rendent l'intelligence parfaite. De plus, chaque fois qu'une conception nouvelle est introduite, l'auteur donne immédiatement les données numériques fournies par l'expérience et c'est sur ces dernières qu'il effectue toutes les discussions ultérieures ; cette méthode a l'avantage de mettre beaucoup de précision dans les idées, et de donner l'impression qu'on est vraiment près de la réalité. **J. Danysz.**

Annuaire pour l'an 1910 publié par le Bureau des longitudes. (1 vol. (10×15), Gauthier-Villars, éditeur, Paris, 1910). Prix : Fr. 1,50.

L'*annuaire du Bureau des longitudes pour l'année* 1910, si précieux par le nombre de documents qu'il contient, renferme cette année, après les documents astronomiques, des Tableaux relatifs à la Physique et à la Chimie. On y trouve : éléments magnétiques, correction et comparaison des baromètres et des thermomètres, dilatation des liquides, tensions de vapeur, élasticité et frottement des solides, viscosité des gaz, longueurs d'ondes, solubilité, etc.

Le Recueil se termine par deux notices très intéressantes, l'une de M. Baillaud sur la *Réunion du Comité international de la Carte photographique du Ciel* et l'autre de M. Lallemand sur *les Marées de l'Écorce terrestre*.

Erratum au numéro de février 1910. Page 64.

Problèmes et exercices de mathématiques générales. — Ligne 12. Au lieu de : méthodique de recueil..., lire : méthodique de *ce* recueil... — Ligne 43, lire : (méthode de Newton et des proportions) des racines incommensurables...

Récréations mathématiques et problèmes des temps anciens et modernes. Ligne 27. Au lieu de : ... considération sérieuse. Lire : ... *conversation* sérieuse.

Le Gérant Pierre Augel. 66526. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la précipitation lente du sulfate de radium

Par Léon KOLOWRAT

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie].

Mme Curie a observé depuis longtemps (voir *Le Radium* 7, p. 70, 1910), qu'une solution acide d'un sel de radium fraîchement précipité par de l'acide sulfurique présentait des anomalies au point de vue du dégagement de l'émanation; au lieu de se faire avec une vitesse constante, ce dégagement se ralentit avec le temps. Mme Curie m'a conseillé dernièrement de reprendre cette question, car il importait de voir si ce phénomène était purement chimique ou bien s'il provenait d'une séparation partielle d'une nouvelle substance radioactive qui serait directement produite par le radium et donnerait à son tour naissance à l'émanation.

Pour mesurer la quantité d'émanation dégagée par unité de temps, on a employé la méthode qui sert à doser le radium par l'émanation (Mme Curie, *loc. cit.*), c'est-à-dire qu'on enfermait la liqueur radifère dans un flacon barboteur scellé ou fermé par des robinets; on laissait accumuler l'émanation et on la recueillait ensuite dans un condensateur de mesure au moyen d'un courant d'air. En connaissant la quantité recueillie et le temps d'accumulation, on calcule facilement la quantité qui serait produite par heure s'il n'y avait pas de destruction spontanée, ceci toutefois à condition que toute l'émanation formée soit entraînée par le courant d'air; si, au contraire, la substance ne dégage pas toute son émanation (ce qui a lieu notamment lorsqu'elle est présente à l'état de précipité), le nombre que donne ce calcul (« dégagement par heure ») est inférieur à la production réelle.

Un décigramme environ de chlorure de radium pur a été cristallisé dans de l'acide chlorhydrique concentré; la liqueur décantée, relativement peu active, a été évaporée et le résidu redissous dans de l'eau acidulée et partagé entre plusieurs barboteurs. A et C sont des barboteurs à robinets, les autres sont scellés à la lampe.

A. Liqueur n'ayant subi aucun traitement.

B. Liqueur traitée par un peu d'acide sulfurique et filtrée à froid plusieurs fois.

C. Liqueur traitée par H_2SO_4 et mise en barboteur sans filtrer.

D. Liqueur additionnée de $RaCl_2$, précipitée et filtrée.

E. Solution aqueuse diluée de $RaCl_2$ pur, traitée par quelques gouttes d'H_2SO_4 et filtrée.

Les solutions A et D se sont comportées normalement, elles dégageaient l'émanation avec une vitesse constante; la solution D était très peu active, le sulfate de baryum ayant entraîné presque toute l'activité. Par contre, les solutions B et E ont présenté cette propriété curieuse que leur dégagement décroissait régulièrement avec le temps, et ceci pendant des périodes relativement longues.

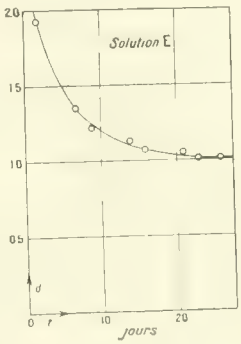


Fig. 1.

Solution E	t	1,8	6,7	8,8	13,8	15,8	20,9	22,9	25,9 jours
	d	1,95	1,55	1,22	1,15	1,07	1,05	1,01	1,01 unités

Solution B.	t	21	24	27	50	47	57
	d	0,085	0,079	0,078	0,071	0,062	0,051
		66	80	97	115	152	jours.
		0,051	0,043	0,041	0,037	0,042	unités

t sont les temps, en jours, où les prises d'émanation ont été faites, ces temps comptés à partir du moment

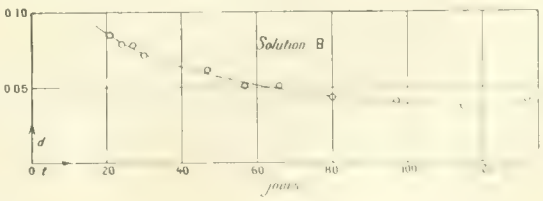


Fig. 2.

de la précipitation; d est la quantité dégagée par heure, telle qu'elle a été définie plus haut [1]. Les

1. Les valeurs de d sont exprimées à l'aide d'une unité qui dépend des dimensions du quartz piézoélectrique employé; elle est égale à la quantité d'émanation produite par heure par $0,275.10^{-6}$ gr. de $RaCl_2$.

valeurs de d semblent tendre vers une limite différente de zéro : la fonction d n'est donc pas de la forme $e^{-\lambda t}$.

Pour voir si la baisse de d venait d'un effet chimique, j'ai chauffé à l'étuve les barboteurs scellés ; il s'est trouvé alors que la quantité recueillie était notablement plus grande.

Ainsi, pour la solution E j'ai obtenu, en chauffant à 70° et en recueillant l'émanation au moment $t = 27,8$, une quantité dégagée de 157,1 unités, alors qu'on n'aurait eu que 38,6 unités si le dégagement par heure était resté le même ($d = 1,01$) qu'à la température ordinaire : une prise faite deux jours plus tard à la température ordinaire a donné la valeur normale de $d = 0,96$.

Dans une autre expérience, j'ai commencé par chauffer à 75 degrés et par enlever l'émanation dégagée, j'ai laissé accumuler deux jours, puis j'ai chauffé à 73 degrés ; j'ai recueilli alors une quantité d'émanation qui correspondait à $d = 2,20$. L'explication qu'on essayera plus loin de donner de ces phénomènes conduit à penser que pour qu'une expérience semblable puisse donner le dégagement correspondant à la température de la prise, il faut avoir chauffé à une température supérieure avant le début de l'accumulation ; si tel n'est pas le cas, on aura une valeur trop grande de d ; et en effet, dans une expérience analogue, où les températures au début et à la prise ont été 75 degrés et 74 degrés, j'ai obtenu $d = 2,72$. Des résultats tout à fait semblables se sont présentés pour la solution B ; par exemple, en chauffant à 70 degrés, on a eu 39,5 unités dégagées, à un moment où un dégagement à raison de 0,04 par heure n'en aurait produit que 3,5[1].

J'ai entrepris ensuite plusieurs séries de prises à différentes températures, en observant l'ordre décroissant de celles-ci, afin que la température au début de chaque accumulation fût supérieure à celle de la prise subséquente ; voici les résultats de deux séries de ce genre :

Solution E

Temp. au début	95	84	71°	67°,5	55°,5	40	
— à la prise	84	71	67°,5	55°,5	40°	17°,5	
—	2,26	1,62	1,24	0,89	0,75	0,67	

Solution B

Temp. au début	95	91	84	72	67°,5	54°,5	40
— à la prise	91	84	72	67°,5	54°,5	40°	17°,5
d	0,752	0,269	0,230	0,196	0,156	0,112	0,082

1. La solution E, contenant 1 milligr. de sulfate, a fait voir un dégagement d'émanation sensiblement constant ; il semble même y avoir eu une augmentation, qui peut du reste s'expliquer simplement par la variation de la température ambiante moyenne :

Date	18 déc.	20 déc.	5 janv.	8 janv.	31 janv.
d	0,058	0,065	0,064	0,066	0,066
Date	19 avr.	22 mars	26 avr.	24 mai	25 juin
d	0,066	0,067	0,072	0,077	0,085

Les nombres n'ont qu'une valeur relative ; pour une température donnée, le dégagement diminue généralement au cours des expériences. Ceci peut s'expliquer, du moins en partie, par les modifications que subit la composition du liquide ; car, d'une part, la chauffe provoque la distillation de l'eau qui se dépose sur toute la surface interne du barboteur scellé, et,

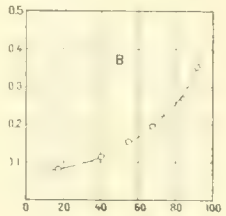


Fig. 3.

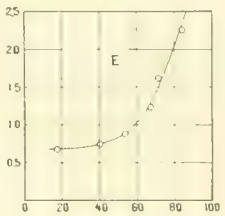


Fig. 4.

d'autre part, un peu de solution finit toujours par être projeté sur les parois pendant le barbotage, et le sulfate qui y reste adhérent, lorsque les gouttelettes sont évaporées, n'intervient probablement presque plus dans le dégagement total.

La supposition la plus simple qu'on puisse faire pour se rendre compte de tous ces résultats est que le sulfate de radium formé sous l'action de l'acide sulfurique reste partiellement en solution lorsque le liquide est filtré[1], mais précipite ensuite graduellement[2], la quantité du précipité étant d'ailleurs trop faible pour être visible. La fraction précipitée ne dégage plus toute son émanation, mais l'accumule en majeure partie[3].

Sous l'action de la chauffe, une partie du précipité se redissout et libère alors l'émanation qu'elle avait emmagasinée ; à chaque température il correspond une solubilité et, par suite, un dégagement définis.

Cette manière de voir explique d'une façon quantitative tous les faits observés. Par exemple, dans la première expérience citée plus haut pour la solution E, lorsque, après avoir fait pendant 27,8 jours un certain nombre de prises à la température ordinaire, on a chauffé à 75°, la quantité dégagée (157,1 unités) se composait : 1) de ce qui a été produit pendant les

1. Un dégagement de 1,95 unités correspond à la présence de $0,5.10^{-9}$ gr. de $RaCl_2$; le volume de la solution étant de 5 cm³ environ, on a pour la solubilité du sulfate à ce moment de l'expérience une valeur de 4/500 000, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les nombres qu'on donne pour le sulfate de baryte.

2. Le même phénomène de sursaturation au début est du reste connu pour le sulfate de baryum, voir, par exemple, Moissan, *Chimie minérale*, tome 5, p. 660.

3. Voici une expérience directe sur le dégagement d'émanation par un précipité. Une partie de la solution originale d'où dérivent les échantillons A.D. a été additionnée de $RaCl_2$, puis mise en barboteur ; le dégagement a été de 3,65 par heure. En ajoutant quelques gouttes d'H_2SO_4 j'ai provoqué une précipitation dans le barboteur même ; le dégagement est tombé alors à 0,23. Après filtration, le dégagement devint très inférieur à 0,01, ce qui montre que la quantité 0,23 était bien due au précipité, forcément remué lors du barbotage.

1,9 jours de la dernière accumulation par tout le sel dissous à 75°, et 2) de ce qui a été accumulé pendant les 25,9 jours précédents par la partie dissoute à 75°, mais non dissoute à la température ordinaire; en faisant le calcul on arrive à un accord satisfaisant avec le résultat de l'expérience directe qui a donné le dégagement $d = 2,20$ à la même température.

Le dégagement d'émanation par les solutions considérées dans ce qui précède offre une ressemblance parfaite avec celui des sels radifères solides que j'ai étudiés auparavant[1]; il n'est pas impossible de traiter les deux phénomènes comme identiques en leur essence, en assimilant les sels en question à des solutions solides. Je me propose de revenir sur cette question dans une autre note.

(Manuscrit reçu le 20 juin 1910.)

Recherches sur les constituants de l'activité induite de l'actinium

Par L. BLANQUIES

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie).

J'ai indiqué antérieurement que les courbes de Bragg obtenues avec le polonium ou le radium C sont superposables, tandis que l'activité induite de l'actinium donne une courbe de forme différente. Cette différence peut s'expliquer si l'on admet l'existence dans l'activité induite de l'actinium d'une nouvelle substance de vie très courte, donnant naissance à l'Ac B ou produite par lui, et capable d'émettre des rayons α ayant un parcours dans l'air très peu différent de celui des rayons α de l'Ac B. Sur le conseil de Mme Curie, j'ai essayé par différentes méthodes de vérifier cette hypothèse. Pour la commodité du langage, j'appellerai dans ce qui va suivre Ac B′ le produit supposé.

Électrolyse et chaleur.

J'ai d'abord repris les expériences qui ont conduit à la découverte de l'Ac B. On pouvait espérer, en effet, que le produit cherché accompagnant l'Ac B dans les séparations, l'ionisation due au mélange ne diminuerait pas suivant une exponentielle simple.

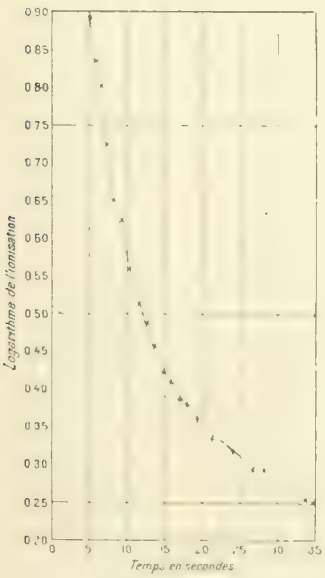


Fig. 1.

1° Un fil de platine ayant été exposé durant plusieurs heures à l'émanation de l'Ac sous l'action d'un champ électrique était placé pendant quelques minutes dans une dissolution étendue et bouillante d'acide chlorhydrique, ce qui a pour effet de dissoudre en partie le dépôt actif; la dissolution était ensuite électrolysée avec des électrodes de Pt; enfin l'activité de l'électrode négative était étudiée par la méthode électrique. La courbe 1 représente la décroissance en fonction du temps du log de l'ionisation; on voit qu'elle se termine par une droite dont la pente correspond à la période de l'AcA; je n'ai jamais réussi à éliminer complètement l'AcA. Pour tenir compte de sa présence, on sait qu'il suffit d'extrapoler la droite finale; en prenant pour une même valeur du temps la différence entre l'ionisation totale et l'ionisation indiquée par l'extrapolation, on obtient l'ionisation attribuable à chaque instant aux substances à décroissance rapide en excès au début de l'expérience. On peut ainsi construire une nouvelle courbe représentant la décroissance de ces substances. La courbe 2, déduite de la courbe 1 par ce procédé, montre que, pendant 1m, 1m,5 environ, la décroissance s'opère plus vite que pour l'Ac B, ce qui semble indiquer qu'il existe dans l'activité induite de

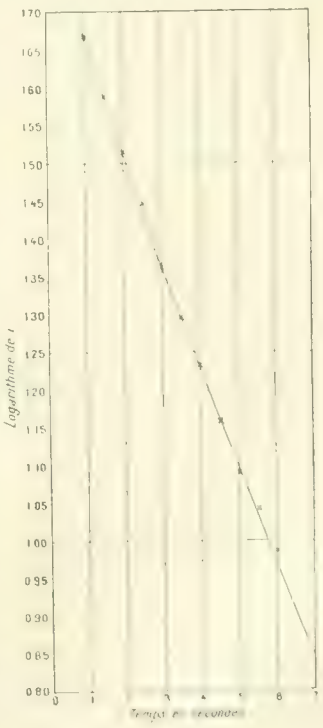


Fig. 2.

1. *Le Radium*, 4 (1907) 517; 6 (1909) 521.

l'Ac un produit de vie plus courte que l'Ac B. Il est vrai que la courbe 2 diffère peu d'une droite, et l'on peut se demander si la différence ne doit pas être attribuée aux erreurs d'expérience. Cela me paraît peu vraisemblable, car j'ai obtenu le même résultat toutes les fois que les premières mesures ont été faites assez rapidement. La période de l'Ac B déduite de ces expériences a pour valeur $2^m,25$.

2° Dans une autre série d'expériences, un fil, activé comme précédemment, était chauffé au rouge naissant pendant quelques minutes au moyen d'un courant électrique afin de volatiliser en partie l'Ac A; l'ionisation produite par le dépôt restant était ensuite mesurée. J'ai obtenu ainsi, dans un certain nombre de cas, les mêmes courbes que par l'électrolyse. Toutefois les résultats sont moins réguliers, probablement parce que, vu l'imperfection du mode de chauffage, le fil n'a pas toujours été chauffé à la même température.

Recul.

Lorsqu'une particule α ou β se détache de l'atome d'un corps radioactif, le reste de l'atome doit se trouver projeté mécaniquement dans la direction opposée, d'autant plus violemment que la masse de la particule détachée est plus grande. C'est de cette manière que l'on a expliqué l'activité acquise par une lame métallique placée au voisinage d'une autre lame recouverte d'activité induite par exemple. La masse d'une particule α étant environ 1000 fois plus grande que celle d'une particule β, lorsque, sur une même lame se trouvent plusieurs substances actives dont les unes émettent des rayons α, les autres des rayons β, le dépôt projeté doit, théoriquement, être constitué en majeure partie par les corps provenant de transformations accompagnées de rayonnement α. Par conséquent, si parmi les produits de désintégration de l'Ac A, l'act. B est le seul qui émette des rayons α on doit s'attendre à trouver dans le dépôt projeté par l'activité induite de l'Ac beaucoup d'Ac C, avec très peu d'Ac B; si au contraire il existe deux produits doués de rayonnement α, le second de ces deux produits doit se trouver projeté en quantité aussi notable que l'Ac C.

J'ai étudié la décroissance du dépôt actif obtenu par projection à partir de l'activité induite de l'Ac. La courbe 3 représente le log de l'ionisation en fonction du temps. On voit que, contrairement à ce qu'on pouvait prévoir, l'Ac A se trouve projeté; cet effet est analogue à celui qu'ont observé MM. Russ et Makower dans leurs expériences sur le recul du radium C, effet attribué par ces auteurs à un entraînement mécanique. J'ai déduit la courbe 4 de la courbe 3 en procédant comme dans le cas de l'électrolyse. On voit que la fin de la courbe 4 correspond à la période de l'Ac C, mais pendant les deux premières minutes la décroissance est plus rapide.

A priori cette baisse initiale n'indique nullement l'existence d'un nouveau produit, car on peut l'attri-

Fig. 5.

buer à la présence d'un excès d'Ac B projeté au moment de la destruction de l'Ac A. Mais pour interpréter la courbe avec précision, il m'a paru nécessaire de la comparer aux courbes théoriques que l'on peut obtenir, 1° dans l'hypothèse ou l'Ac B n'existe pas, 2° dans l'hypothèse contraire. J'ai donc calculé l'ionisation à chaque instant dans ces deux hypothèses et construit des courbes représentant le log de l'ionisation en fonction du temps. Pour faire ce calcul j'ai supposé que le pouvoir ionisant des rayons α est 100 fois plus grand que celui des rayons β.

1° Soit T la durée de la projection.

λ_1 la constante de l'Ac B.

λ_2 la constante de l'Ac C.

n le nombre d'atomes d'Ac B reçus par la plaque étudiée en 1 seconde.

kn le nombre d'atomes d'Ac C reçus par la plaque étudiée en 1 seconde.

i l'ionisation au temps t.

$$i = n\lambda_1 e^{-\lambda_1 t}\left[(1 - e^{-\lambda_1 T})\left(100 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)\right]$$

$$+ e^{-\lambda_2 t}\left[(1 - e^{-\lambda_2 T})\left(k + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)\right]$$

Si l'on suppose $k = 1000$, l'ionisation diminue de suite avec la période de l'Ac C.

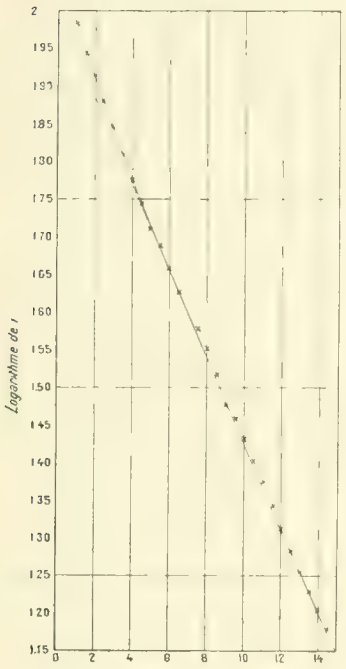


Fig. 4.

Pour $k = 500$, on obtient une courbe assez semblable au premier abord à la courbe 4, mais la diminution du début est moins sensible, et de plus, même après 10 minutes, la pente correspond à une décroissance de moitié en $4^m,5$ seulement, au lieu de 5^m.

Pour $k = 500$, la pente de l'Ac C s'établit de plus en plus lentement, et la différence avec la courbe expérimentale s'accentue.

2° Soit λ' la constante de l'Ac B', on a, en conservant les notations précédentes, et en négligeant la projection d'Ac B,

$$i = n_1 e^{-\lambda_1 t}\left[(1 - e^{-\lambda_1 t})\left(100 - \frac{\lambda'}{\lambda - \lambda_2}\right)\right] + e^{-\lambda_2 t}\left[\frac{(1 - e^{-\lambda_2 t})(2\lambda' - \lambda_2)}{\lambda - \lambda_2}\right]$$

Dans cette hypothèse, la courbe expérimentale ne peut s'expliquer que si l'on attribue à l'Ac B une période extrêmement courte (moins de 10″); la période de l'Ac C s'établit alors très rapidement, mais la baisse initiale est beaucoup plus accusée; cette différence diminue si l'on tient compte de la projection d'Ac B.

Scintillations.

Des expériences récentes[1] ont montré que chaque particule α est capable de produire sur un écran de sulfure de Zn une scintillation visible, à moins toutefois que sa vitesse n'ait été réduite au-dessous d'une certaine valeur. Si la scintillation cessait brusquement de se produire, à une certaine distance de la source, dans l'air à une pression et à une température déterminées, le nombre de scintillations observées à l'intérieur d'un cône d'ouverture donnée, à différentes distances d'un corps d'activité pratiquement invariable, disposé en couche infiniment mince, et produisant une seule espèce de particules α, se montrerait d'abord constant, puis nul. On pourrait alors, d'après ce qui précède, s'attendre à voir, dans le cas de l'activité induite de l'Ac, le nombre des scintillations diminuer brusquement de moitié avant de s'annuler.

J'ai donc été amenée à étudier la façon dont les scintillations disparaissent.

Pour augmenter la différence entre le parcours des rayons α de l'Ac B, et celui des rayons α de l'Ac B', j'ai opéré sous pression réduite, et comme il était incommode de déplacer la substance active sans ouvrir l'appareil, j'ai laissé constante la distance de la source à l'écran, et fait varier la pression. L'appareil est représenté sur la figure 5. C'est un tube de

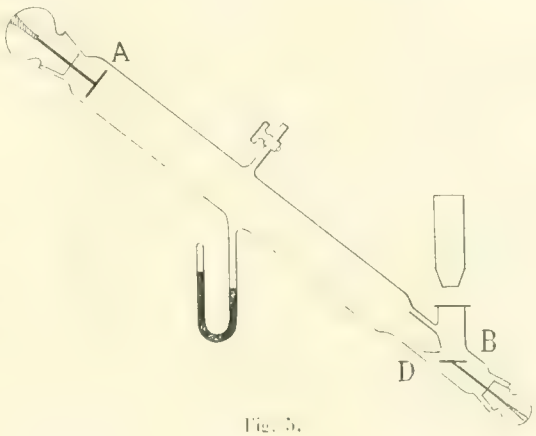


Fig. 5.

verre long de 60 cm. environ et muni d'un manomètre. La substance active était placée en A; à 48 cm. d'une petite cuvette B remplie de sulfure de Zn bien tassé. Un diaphragme D percé d'un trou de 2 mm. de diamètre laissait passer seulement une fraction du rayonnement. Grâce à ces dispositions toutes les énumérations se trouvaient effectuées dans un même cône bien défini.

J'ai d'abord employé comme source, une préparation de polonium infiniment mince. A mesure que la pression augmente, l'éclat des scintillations diminue et il devient de plus en plus difficile de les compter. De plus, le nombre des scintillations diminue graduellement, et non brusquement. Ainsi, dans mes expériences, les scintillations disparaissaient sous une pression de 60 mm. de mercure environ, mais leur nombre commençait déjà à diminuer sous une pression de 46 mm. de mercure. Ce résultat est conforme aux conclusions contenues dans un mémoire de Geiger publié récemment[1].

En raison de cette diminution progressive du nombre des scintillations, on ne peut espérer observer une discontinuité bien nette avec l'Ac. J'ai néanmoins fait un certain nombre d'expériences avec un disque de laiton activé par séjour dans l'émana-

1. Regener. *Radium*, 7, 1910.

1. Geiger. *Le Radium*, 7, 1910.

tion de l'Ac. Comme, dans ce cas, il faut tenir compte de la diminution de l'activité du produit, les expériences sont plus difficiles et moins précises qu'avec le polonium. J'ai pu constater cependant que la diminution du nombre des scintillations, lorsque la pression augmente, ne suit pas la même loi avec les deux substances étudiées. Ainsi, pour une pression inférieure de 1 cm de mercure à celle pour laquelle les scintillations disparaissaient, le nombre des scintillations par minute passait de 55 à 25 dans le cas du polonium, de 55 à 10 dans le cas de l'actinium.

Conclusion.

En résumé, si jusqu'ici aucune preuve irréfutable n'a été fournie de l'existence de l'Ac B′, cette hypothèse reste à considérer.

Elle explique d'une manière simple la forme particulière de la courbe de Bragg obtenue avec l'activité induite de l'actinium, ainsi que la différence entre la loi de disparition des scintillations dans la fin du parcours pour le polonium et pour l'activité induite de l'actinium.

La baisse observée au début des courbes de décroissance de l'Ac B rend cette hypothèse assez vraisemblable.

Les expériences de projection s'interprètent aussi bien, que l'on suppose ou non l'existence de l'Ac B′; elles prouvent que si ce produit existe, il doit suivre l'Ac B et posséder une période de désactivation extrêmement courte (quelques secondes).

Un argument d'une certaine valeur en faveur de l'hypothèse de l'Ac B′ peut être déduit de l'examen de nombres contenus dans un mémoire de MM. Geiger et Marsden[1], relatif à une autre question. Ces physiciens ont mesuré la proportion des scintillations doubles obtenues avec différentes substances, en particulier avec le polonium (0,8 pour 100), avec l'activité induite de l'actinium (10 pour 100). Le fait que ce dernier nombre est notablement plus grand que l'autre est peut-être attribuable à l'existence d'un produit de courte vie dans l'activité induite de l'actinium.

On peut observer que la série du thorium renferme un produit analogue à l'Ac B′, et dont l'existence ne s'est révélée jusqu'ici que par la forme de la courbe de Bragg. Dans l'hypothèse de l'Ac B′, le parallélisme entre la série du thorium et celle de l'actinium, déjà très remarquable, devient encore plus complet. A partir du radiothorium et du radioactinium, les constituants des deux séries se correspondent exactement. D'autre part, à diverses reprises, le rapport entre l'intensité du rayonnement α de l'émanation et celui de l'activité induite, a été mesuré pour le thorium et pour l'actinium. Ce rapport est égal à 2 dans les deux cas, ce qui a conduit à penser que chaque atome d'émanation se détruisait en donnant 4 particules α dans le cas de thorium, 2 dans le cas de l'actinium. Dans l'hypothèse de l'Ac B′, les deux émanations se comporteraient de la même façon en donnant toutes deux 4 particules α par atome d'émanation détruit. L'hypothèse n'est évidemment pas, de ce fait, rendue plus probable, l'analogie étant néanmoins intéressante à noter.

Ces expériences ont été effectuées au laboratoire de Mme Curie. J'adresse mes meilleurs remerciements à Mme Curie et à M. Debierne qui m'ont beaucoup aidée, au cours de ce travail, par leurs encouragements et leurs bons conseils.

Manuscrit reçu le 20 Juin 1910.

Sur les mesures quantitatives de l'émanation du radium

Par W. DUANE et Albert LABORDE

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie].

L'un de nous a étudié en 1905[2] les lois qui régissent l'ionisation produite dans l'air par les rayons de l'émanation du radium qu'il renferme, à la pression atmosphérique et vers 15° C.

Une partie de ces recherches a consisté dans l'étude de l'influence des parois d'un condensateur cylindrique, sur la valeur des courants électriques de saturation qui peuvent le traverser sous l'effet d'une quantité donnée d'émanation du radium. Ces parois, en effet, absorbent une partie du rayonnement, celui-ci n'est donc pas totalement utilisé pour l'ionisation de l'air du condensateur.

La conclusion de ce travail a été que dans différents condensateurs cylindriques, dont les dimensions respectives étaient grossièrement proportionnelles (dans ces expériences la longueur des cylindres était environ le double de leur diamètre), la valeur I_0 du courant initial de saturation dû à la présence, dans le condensateur, d'une quantité donnée d'émanation dépendait de la surface intérieure S et du volume V de ce condensateur suivant la loi simple :

$$I_0 = C - k\frac{S}{V} \qquad (A)$$

1. Sur la nature des particules émises par les émanations du thorium et de l'actinium. *Phys. Zeitsch.* **11** (1909) 7-11.

2. W. Duane, *C. R.* 27 février 1905, p. 561; *Journal de Physique*, 4 (1905), 4e série, p. 605.

C et K étant deux constantes déterminées par l'expérience. La constante C exprime la valeur du courant initial I_0 produit dans un condensateur tel que sa surface soit très petite par rapport à son volume, c'est-à-dire dans le cas où tout le rayonnement de l'émanation est absorbé dans l'air du condensateur.

Ces constantes C et K sont utiles à connaître, car elles permettent de mesurer quantitativement une quantité d'émanation du radium par la seule détermination du courant initial de saturation qu'elle produit dans un condensateur de dimensions connues. Elles ont été déterminées par l'un de nous en 1905. Malheureusement, à cette époque, la technique du titrage des solutions de radium était mal établie. Nous nous proposons d'indiquer ici la valeur qu'il convient d'attribuer aux constantes C et K, d'après des expériences faites avec des solutions conservées actuellement comme étalons au laboratoire de Mme Curie.

Il est évident, d'après la signification même des deux constantes, qu'elles ont été l'une et l'autre affectées d'erreur dans une même proportion. Leur rapport doit être considéré comme bien déterminé par les expériences de M. Duane. Si nous écrivons alors la formule A sous la forme

$$I_0 = C\left(1 - \frac{K}{C}\frac{S}{V}\right) \qquad (A)$$

soit, d'après les données obtenues en 1905 :

$$I_0 = C\left(1 - 0{,}517\,\frac{S}{V}\right) \qquad (1)$$

il nous suffira de connaître la vraie valeur de C pour que la correction cherchée soit effectuée.

Le tableau ci-après résume nos expériences :

Tableau I.

Désignation du condensateur	Longueur du cylindre en cm	Diamètre du cylindre en cm.	Longueur de l'électrode en cm	Diamètre de l'électrode en cm	Volume en cm³ V	Surface intérieure totale en cm² S	$\frac{S}{V}$	Courant initial I_0 produit par l'unité d'émanation exprimée en U. I. S. — Mesuré	Calculé d'après la formule 2	Courant initial I_{100} produit par l'unité d'émanation exprimée en U. I. S. — Mesuré	Calculé d'après la formule 5	$\frac{I}{I_{100}}$
Grand	37,5	18,5	35,5	0,90	10357	2818	0.279	4,45	4,44	11,04	11,05	40,2
Moyen	26,75	11,92	24,75	0,27	2984	1244	0,417	4,09	4,07	10,01	10,01	40,8
Petit	12,5	6,70	11,5	0,28	440	344	0,782	3,11	3,10	7,25	7,27	42,8

Tous les courants sont exprimés en unités électrostatiques et sont rapportés à l'ionisation que provoque l'unité d'émanation, c'est-à-dire l'émanation que produit 1 gramme de radium en 1 seconde.

Le procédé le plus précis, pour déterminer le courant initial I_0, est le procédé indiqué en 1905 par l'un de nous; nous l'avons utilisé dans ces diverses mesures. Il consiste en ceci : mesurer le courant qui traverse le condensateur, de minute en minute, à partir du moment de l'introduction de l'émanation, et déduire de ces mesures, par extrapolation, la valeur du courant initial. Cette valeur se calcule aisément à l'aide du tableau suivant établi avec exactitude par

Tableau II

Temps en minutes. .	0	1	2	3	4	5
Courant . .	1	1,165	1,29	1,40	1,48	1,54
Temps en minutes . . .	6	7	8	9	10	20
Courant . . .	1,59	1,63	1,66	1,685	1,71	1,8

M. Duane, en 1905, lors de ses premières expériences. Ce tableau indique à chaque minute, pendant les premières minutes, le rapport entre le courant actuel et le courant initial.

Les courants initiaux calculés I_0 du tableau 1 (10me colonne) ont été obtenus en donnant à la constante C de la formule (1) la valeur $C = 5{,}19$. Il semble donc que les courants initiaux expérimentaux I_0 du tableau 1 (9me colonne) sont très bien représentés par la formule :

$$I_0 = 5{,}19\left(1 - 0{,}517\,\frac{S}{V}\right) \qquad (2).$$

Les expériences de 1905 ont montré que cette formule serait applicable à des récipients plus grands que ceux qui sont mentionnés au tableau 1. D'autre part, il est évident que cette formule ne peut pas s'appliquer à de très petits récipients, car, pour de grandes valeurs de $\frac{S}{V}$ elle devient négative.

Au cours des expériences actuelles, nous avons d'ailleurs vérifié que cette formule est applicable à des récipients dont la forme est très différente de celle des cylindres mentionnés dans le tableau 1 : par exemple, elle s'applique à un récipient plat dont les dimensions sont :

Diamètre = 18,7 cm. Longueur = 11,[illegible] cm
Diamètre de l'électrode = 0,[illegible] Longueur de l'électrode = 10,[illegible]
Volume = 5068 cm³. $\frac{S}{V}$ = 0,40[illegible]
Surface = 1256 cm². V

La hauteur d'un tel cylindre n'est que les $\frac{6}{10}$ de son diamètre.

Pour calculer en gramme-seconde d'émanation de Ra la quantité x d'émanation du radium qui a produit un courant initial mesuré de I unités électro-statiques, il faut employer la formule :

$$x = \frac{I}{5,19\left(1 - 0,517\frac{S}{V}\right)}$$

Dans chacune de nos expériences, nous avons déterminé la valeur du courant maximum qui se produit 3 heures environ après l'introduction de l'émanation dans le condensateur. Nous avons pu ainsi observer que, pour des condensateurs dont le volume est compris entre les limites extrêmes des volumes des récipients étudiés par nous, l'effet absorbant des parois vis-à-vis des rayonnements de l'activité induite, qui traversent le condensateur au moment du courant maximum, s'exerce suivant une loi analogue à celle qui existe pour les rayons de l'émanation seule.

Dans le cas du courant maximum, les constantes relatives à l'expression de la loi conduisent à la formule :

$$I_m = 13,15\left(1 - 0,572\frac{S}{V}\right) \qquad (5)$$

Nous estimons que, dans la pratique, lorsqu'il aura été difficile de déterminer la valeur du courant initial, une quantité x d'émanation pourra être assez bien connue, en gr.-sec. d'émanation du Ra, après avoir déterminé la valeur du courant maximum, I_m, en unités électro-statiques, par l'application de la formule 5; soit :

$$x = \frac{I_m}{13,15\left(1 - 0,572\frac{S}{V}\right)}$$

Mme Curie a pu obtenir des données très précises au cours d'un travail effectué parallèlement à la dernière détermination du poids atomique du radium[1]. Elle a trouvé que l'unité d'émanation (1 gr. sec. d'émanation de Ra) produit, dans un condensateur semblable au condensateur le plus petit que nous ayons employé, un courant maximum de 7,27 U.E.S.

Cette grandeur, déduite de nos expériences, prend la valeur 7,25 (tableau 1) : ceci montre que notre solution étalon est bien dosée par rapport au radium employé par Mme Curie lors de sa détermination du poids atomique du radium : 226,5.

(Manuscrit reçu le 25 Juin 1910.)

Contribution à l'étude de l'ionisation des gaz en présence des réactions chimiques

Par Maurice de BROGLIE et L. BRIZARD.

La question du dégagement d'électricité dans les réactions chimiques est aussi vieille que la chimie moderne. Déjà en 1782, Lavoisier et Laplace signalent que l'hydrogène libéré par l'action de l'acide sulfurique sur le fer est chargé positivement, puis ils notent des manifestations électriques dans la combustion du charbon. Pouillet étudie des phénomènes de cette nature auprès des flammes et trouve négatif l'air qui environne une flamme d'hydrogène.

Berzélius rapporte des expériences qu'il est particulièrement intéressant de rappeler ici. Se basant sur les phénomènes, alors nouveaux, de l'électrolyse où les acides apparaissent à un pôle et les alcalis à l'autre, il remarque que le phosphore en brûlant produit des fumées acides, tandis que le potassium donne dans les mêmes conditions un oxyde fortement basique; puis faisant passer ces fumées auprès des plateaux d'une machine électrique, il lui paraît que dans un cas il y a déviation vers le pôle négatif, et dans l'autre en sens contraire, conformément à ce qui se passe dans l'électrolyse.

Le cas n'est malheureusement pas aussi simple et, en réalité, les fumées de combustion dont il s'agit contiennent toujours des charges *des deux signes*, de sorte que c'est probablement à une dissymétrie accidentelle qu'était dû le résultat observé par Berzélius.

Ces recherches furent reprises à une époque récente par Enright[1] qui mit en évidence la conductibilité d'un grand nombre de gaz récemment préparés.

Townsend[2] examina l'électrisation de l'hydrogène produit par l'acide sulfurique et le fer ; ayant constaté que l'électrisation persiste malgré un tampon de coton de verre, il pensa avoir montré que la conductibilité n'est pas due à la présence de parcelles d'écume ou de buée.

Il observa également que le chlore produit par le bioxyde de manganèse et l'acide chlorhydrique est chargé positivement et qu'il en est de même de l'oxygène produit en chauffant le permanganate de potassium ; la charge dont il s'agit ici est la charge totale du gaz, c'est-à-dire l'excès des charges d'un certain signe sur celles du signe opposé, tel qu'on peut le

1. Enright, *Phil. Mag.*, 29, 1890, 76.

1. Mme Curie, *Le Radium*, Mars 1910.

2. Townsend, *Pro. Camb. Phil. Soc.*, 1898, 545; *Phil. Mag.*, 45, 1898, 125.

mettre en évidence en recevant le gaz dans un cylindre de Faraday. Townsend a également consacré aux gaz de l'électrolyse un important travail dont le résumé figure dans l'ouvrage « Ions, électrons et corpuscules » de MM. Langevin et Abraham ; Kosters[1], auteur d'études sur l'ionisation par barbotage devait être naturellement conduit à expliquer partiellement au moins par ce mécanisme l'électrisation des gaz préparés par voie humide.

Enfin on trouvera dans les travaux de MM. Barus[2], Schmidt[3], Harms[4] et de M. Eugène Bloch la suite des études qu'ont provoquées les propriétés électriques de l'air après son passage sur du phosphore ; le dernier auteur que nous venons de citer a également consacré un chapitre de sa thèse[5] à l'ionisation par action chimique, notamment à la mesure des mobilités des centres chargés contenus dans l'hydrogène et l'acide chlorhydrique préparés par voie humide.

Les recherches qui vont suivre ont été publiées en 1909[6], le lecteur les rapprochera avec intérêt des travaux qui les ont accompagnées[7-8], ainsi que des recherches de J. J. Thomson[9], de Beattie[10], Garrett et Willows[11] sur la conductibilité de l'air en présence des sels fortement chauffés.

Difficultés d'interprétation.

Précisons d'abord la question qui nous occupe afin d'en déterminer exactement le sens.

D'une manière schématique, si nous imaginons qu'en A (fig. 1), au fond d'un récipient, se produise une réaction chimique, et qu'au-dessus, en B et C, se trouvent les deux plateaux d'un condensateur à des potentiels différents, on observe souvent un transport d'électricité entre les deux plateaux, comme si l'atmosphère comprise entre ces plateaux était ionisée.

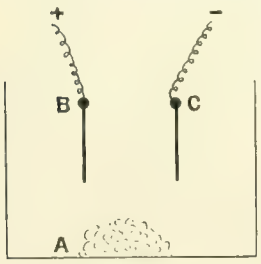


Fig. 1.

Cette conductibilité peut être attribuée à diverses causes.

D'abord la réaction chimique elle-même, c'est-à-dire le bouleversement moléculaire qui se passe en A, pourrait, par un processus analogue à celui de la radio-activité, donner naissance à un rayonnement qui, en traversant le gaz, y formerait des ions. Un rayonnement suffisamment pénétrant pour traverser une lame métallique mince rendrait alors possible d'observer une conductibilité même en dehors d'une enceinte fermée contenant les matières réagissantes.

Disons de suite que, malgré tout l'intérêt que présenterait une telle hypothèse, aucune expérience, que nous sachions, n'est venue jusqu'ici la confirmer.

On est alors conduit à expliquer l'ionisation du gaz en BC soit par un rayonnement peu pénétrant, soit par une émission superficielle de charges comme dans le phénomène de Hertz, soit par un dégagement d'un gaz ionisé ou de fumées chargées.

Enfin, en même temps que la réaction chimique, peuvent se produire des phénomènes susceptibles par eux-mêmes, indépendamment de la réaction, de rendre l'atmosphère conductrice.

Ainsi certains corps, en particulier les métaux et les oxydes métalliques, portés à l'incandescence, donnent lieu à une émission de charges ; avec l'argent le phénomène se produit même à une température beaucoup plus basse, ne dépassant pas 200 degrés[1].

Les gaz qui barbotent en bulles fines dans l'eau ou les solutions salines sont conducteurs.

Enfin les cristaux chauffés éclatent, décrépitent, et lancent des parcelles solides, chargées par un phénomène analogue au frottement ou par clivage.

Or un grand nombre de réactions chimiques sont accompagnées de phénomènes tels que ceux que nous venons de citer. Aussi est-il difficile en général, lorsqu'une conductibilité est observée, de savoir si elle doit être attribuée directement à la réaction chimique elle-même, ou au contraire n'en être pour ainsi dire qu'un effet secondaire dû aux phénomènes parasites dont nous venons de parler.

Cependant si, en examinant un grand nombre de réactions, on constate que seules celles qui sont accompagnées des causes physiques d'ionisation précédemment citées donnent lieu à une conductibilité, on pourra fortement incliner à penser que, en général, la réaction chimique seule, à basse température, sans barbotages, sans décrépitement, sans production de lumière, n'a pas tendance à provoquer une émission de charges électriques dans le gaz ambiant.

Modes d'observation.

Pour étudier la conductibilité du gaz, nous avons employé concurremment trois dispositifs qui présentent chacun des avantages et des inconvénients.

1. Condensateur cylindrique (fig. 2). Un courant du gaz à étudier passe à l'intérieur d'un long condensateur cylindrique, entre les armatures duquel on

1. Bösters. *Wied. Ann.*, 1899.
2. Barus. Experiments with ionised air.
3. *Ann. d. Phys.*, 1905.
4. *Phys. Zeitschrift*, 1902.
5. E. Bloch. *Thèse* 1904, p. 105 et suivantes.
6. Du Bois et Brizard. *C. R.* 1 juin, 14 juin, 20 nov. 1909, 18 avril 1910.
7. L. Bloch. *C. R.*, 26 juillet, 8 nov. 1909, 14 mars 1910.
8. Bloch. *C. R.*, 12 juillet 1909.
9. J. J. Thomson. *Conduction of electricity through gases.*
10. Beattie. *Phil. mag.*, 1901.
11. Garrett et Willows. *Phil. mag.*, 1904.

1. Stuart. *Phil. Mag.* 1902, 58.

établit un champ électrique. L'une des armatures est maintenue à un potentiel constant, l'autre, primitivement au sol, est ensuite reliée à un électromètre.

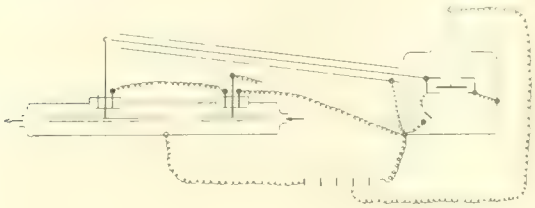


Fig. 2.

Le champ dirige les charges d'un signe sur l'armature reliée à l'électromètre qui accuse leur arrivée par une déviation suivant le sens du champ; on peut ainsi déceler l'existence dans le gaz de charges de tel ou tel signe.

Ce dispositif se prête à la mesure des mobilités, surtout dans le cas où la conductibilité est due à des gros ions; mais la mesure exige une longue série d'observations pendant lesquelles il peut être difficile de maintenir la source d'ionisation constante.

2. Un procédé plus simple, mais qui ne donne pas la valeur des mobilités, consiste à produire la réaction dans le condensateur même (fig. 3). Un condensateur

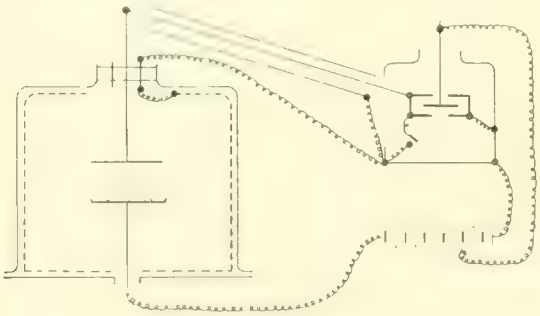


Fig. 3.

plan horizontal se trouve à l'intérieur d'une cloche de verre qui limite l'étendue de l'atmosphère étudiée. La réaction se fait entre les plateaux, soit en déposant les matières réagissantes sur le plateau inférieur, si elles sont solides ou liquides, soit en les faisant simplement dégager dans la cloche si elles sont gazeuses. Le plateau inférieur est maintenu à un potentiel constant; le plateau supérieur communique avec l'électromètre.

Dans ce dispositif, les produits de la réaction entrent immédiatement en contact avec les armatures du condensateur; on peut ainsi mettre en évidence aussi bien les petits ions que les gros. Mais d'autre part il peut conduire, si on n'y prend garde, à différentes erreurs d'interprétation. Par exemple, des poussières ou des fumées se dégageant d'une réaction produite sur le plateau inférieur, peuvent ne pas être électrisées par la réaction, et emporter néanmoins avec elles des charges prises au plateau, puisqu'elles ont fait partie un instant de sa surface. Des poussières conductrices, même non chargées, se déposant sur la paroi intérieure de la cloche et les supports isolants des plateaux, peuvent aussi donner une conductibilité parasite, d'où la nécessité de l'emploi d'anneaux de garde et de protections électrostatiques suffisantes.

3. Méthode ultramicroscopique (fig. 4). — C'est la méthode que nous avons le plus fréquemment employée. Rappelons-en rapidement les détails essentiels. Elle consiste à observer au microscope le gaz contenu dans une petite boîte et éclairé par un faisceau étroit de lumière perpendiculaire à l'axe du microscope. S'il existe des poussières en suspension dans le gaz, la lumière qu'elles diffusent latéralement permet de les déceler par vision ultramicroscopique. Deux parois opposées métalliques peuvent être portées à des potentiels différents. Les particules observées sont alors dirigées par le champ dans un sens ou dans l'autre suivant le signe de leurs charges, ou restent indifférentes à l'action du champ si elles sont neutres. Cette méthode est très précieuse à différents points de vue: elle est rapide et se contente de très faibles quantités de matière; elle montre immédiatement les proportions relatives des différents centres, positifs, négatifs ou neutres, et renseigne en même temps sur la multiplicité possible de leurs charges; elle donne les mobilités par la seule mesure du temps que met un centre chargé pour parcourir une longueur connue dans le champ optique du microscope. Enfin elle est sensiblement à l'abri de toute fausse interprétation.

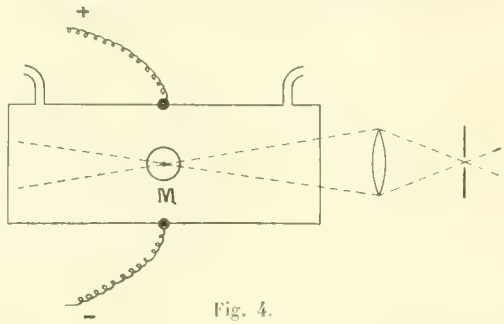


Fig. 4.

On peut même, par ce procédé, avoir encore des renseignements sur l'ionisation du milieu gazeux quand la réaction chimique ne libère pas de particules visibles, par exemple, en chauffant un carbonate ou un oxyde pulvérulent décomposable à basse température; les corps pulvérulents, non parfaitement desséchés laissent en effet dégager, quand on les chauffe légèrement, une buée composée de très petites particules d'eau d'un rayon de quelques $\mu\mu$ seulement[1] animées d'un mouvement brownien très intense et électriquement neutres. Quand cette fine suspension est mélangée à un milieu gazeux ionisé, les ions se fixent sur les particules qui se déplacent désormais plus ou moins rapidement dans un champ électrostatique. Des expériences directes de contrôle montrent

1. M. de Broglie, *Le Radium*, Juillet 1909.

que ce procédé détourné permet bien d'arriver à des résultats concluants.

Réactions étudiées. — Résultats.

Les nombreuses réactions que nous avons étudiées peuvent se classer suivant les résultats obtenus, en plusieurs groupes.

A. — Réactions sans rupture de surface liquide ou cristalline.

1° *Réactions se produisant à froid entre matières gazeuses.*

Quand le produit de la réaction est condensable, la méthode ultramicroscopique est directement applicable, c'est le cas des fumées qui se produisent à l'air humide en présence des corps suivants :

Trichlorure de phosphore,	Fluorure de silicium,
Pentachlorure de phosphore,	Gaz chlorhydrique, bromhydrique,
Trichlorure d'arsenic,	Acide azotique fumant,
Tétrachlorure d'étain,	Acide sulfurique fumant,
Pentachlorure d'antimoine,	Anhydride sulfurique, etc.

Le gaz ammoniac donne des fumées en présence du chlore, du gaz chlorhydrique, de l'acide azotique, de l'ozone. Toutes les fumées ou brouillards formés dans ces réactions sont composés de particules non chargées ; on peut, en exposant aux rayons du radium le gaz qui les contient, les charger et vérifier ainsi par la différence de cette seconde observation et de la première qu'une charge unité eût été décelée.

Nous insistons sur la réaction que donne l'ozone en présence de l'ammoniaque (formation de sels ammoniacaux solides) parce qu'elle montre que la destruction d'un corps tel que l'ozone, dans la formation duquel les phénomènes électriques jouent un si grand rôle, s'effectue sans donner naissance à des centres chargés.

2° *Doubles décompositions :*

Dans la formation de précipités, tels que le chlorure d'argent, les sulfates et carbonates insolubles, les hydrates métalliques dans la neutralisation des acides par les bases, etc., il n'y a aucune ionisation manifestée dans le gaz ambiant.

3° *Décomposition par voie sèche de corps amorphes pulvérulents.*

En chauffant légèrement des corps tels que : acétate de calcium, oxyde puce de plomb, carbonate de plomb, oxyde de mercure, etc., on ne constate aucun phénomène électrique, et la fine suspension d'humidité qui se dégage toujours des poudres chauffées se compose de très petites particules neutres, tandis qu'il s'effectue des transformations chimiques. Avec l'oxyde d'argent on peut observer la présence de charges électriques, mais cette exception apparente s'explique facilement. L'émission de charges persiste en effet après la décomposition totale de l'oxyde et est due à l'argent mis en liberté ; ce métal a, en effet, été signalé par Strutt comme émettant des charges à température basse.

B. — Réactions vives avec ruptures de surfaces de liquides inactifs par barbotage.

L'acide azotique concentré au contact de liquides organiques tels que la benzine, l'essence de térébentine, etc., donne des réactions très violentes avec dégagement brusque de bulles gazeuses ; malgré ce barbotage, les produits obtenus ne contiennent pas de charges (pourvu bien entendu qu'il n'y ait pas inflammation) ; ce résultat est en accord avec le fait que le liquide où se produit le dégagement gazeux est inactif par barbotage.

C. — Réactions à froid où à température peu élevée, avec ruptures de surfaces.

1° Les gaz récemment préparés par voie humide sont, comme on le sait, ionisés, mais les particularités de leur ionisation s'expliquent bien par le barbotage : on peut, du reste, en faisant passer de l'air à travers un tissu très serré, reproduire très sensiblement les conditions de barbotage qui sont réalisées dans les dégagements gazeux ; l'agitation faible de la surface permet alors de superposer au premier milieu liquide une couche séparée (de plusieurs millimètres à quelques centimètres d'épaisseur) d'un liquide plus léger et non miscible.

Les bulles, en passant du premier milieu dans le second, éprouvent un ralentissement dans leur montée, dû à plusieurs causes : traversée de la surface de séparation superficiellement tendue, diminution de force ascensionnelle par suite de la poussée hydrostatique moindre et lest de liquide inférieur ; elles ont tendance à se rassembler et à se briser moins violemment à la surface supérieure liquide-gaz.

Un examen attentif du phénomène montre nettement qu'une enveloppe du liquide inférieur accompagne les bulles à travers le milieu supérieur et retombe après l'éclatement ; la surface liquide, pulvérisée par la petite explosion, appartient donc, en partie au moins, au liquide inférieur et rend pratiquement très difficile de raisonner dans ces conditions comme si un seul liquide participait au barbotage.

L'examen, par les méthodes électrométriques et ultramicroscopiques, du gaz sortant montre en effet que, même si le milieu supérieur appartient à la catégorie des liquides inactifs par barbotage[1], une partie des centres produits est chargée électriquement et porte même des charges multiples ; l'ionisation cependant est notablement moindre que dans le cas où la couche supérieure de liquide inactif n'existe pas, ce que les considérations précédentes peuvent expliquer.

Ces résultats expérimentaux sont à rapprocher des

1. [illegible] *et Ch.*, Janvier 1909.

effets signalés récemment par M. L. Bloch[1] dans l'étude de l'ionisation de l'hydrogène récemment préparé par voie humide, et qui l'ont conduit à conclure « que l'ionisation par voie chimique (humide) est, comme l'ionisation par barbotage, un phénomène superficiel; les divergences observées entre les deux cas pouvant tenir à la différence de grandeur qui existe entre les bulles formées par voie chimique et les bulles les plus petites formées par barbotage ».

En répétant ces expériences, nous avons toujours trouvé une complète analogie avec le cas précédemment décrit (en constatant une ionisation même dans le cas où le liquide supérieur est inactif). Un faisceau lumineux dirigé au-dessus de la surface liquide-gaz permet, de plus, de comparer les phénomènes observés, avec ou sans couche de liquide inactif superposé, dans le cas du dégagement de l'hydrogène.

Les caractères du dégagement sont nettement modifiés par la présence d'une couche de benzine; avant de verser cette couche, les bulles, éclatant à la surface de l'eau acidulée, projettent dans le gaz des couronnes de fumée constituées par de fines particules; dès qu'on verse sur le liquide une couche de benzine, les bulles arrivent à la surface avec une vitesse notablement diminuée et éclatent moins violemment, les couronnes de fumée sont plus rares et il se manifeste, au contraire, une abondante pluie de gouttes beaucoup plus grosses. En outre, à chaque éclatement de bulle, une enveloppe d'eau acidulée retombe à travers la benzine (même avec une couche de plusieurs centimètres de ce liquide); c'est à la présence de cette eau acidulée, active par barbotage, que nous attribuons l'ionisation du gaz.

La méthode ultramicroscopique permet de constater de plus qu'un certain nombre de centres portent des charges multiples, qui peuvent donner à une particule, même assez grosse, une mobilité considérable. Tout ceci est bien conforme au rôle prépondérant du barbotage dans la charge des gaz préparés par action chimique en milieu liquide actif.

2° *Les fumées obtenues en projetant dans l'eau des corps tels que :*

l'anhydride phosphorique, l'anhydride sulfurique, le perchlorure de phosphore, le sodium, ou dans l'alcool l'anhydride chromique, le sodium, sont chargées.

On voit donc que des corps tels que l'anhydride sulfurique donnent des fumées d'acide chargées ou non suivant que la réaction s'effectue en projetant ce corps dans l'eau ou en l'exposant simplement à l'air humide : la réaction chimique est cependant la même, mais dans un cas il y a déchirement de surface et *non dans l'autre.*

3° En *chauffant des cristaux*, il y a très souvent décrépitation et l'ultramicroscope montre alors la présence de particules plus ou moins grosses et généralement fortement chargées; on peut très facilement expliquer par ce fait l'électrisation des gaz naissants, qui sont produits dans ces conditions. Nous avons vu que lorsque ce caractère manque (acide carbonique de certains carbonates amorphes) on ne constate plus de charges électriques.

4° *En regardant à la loupe la surface d'un morceau de sodium exposé à l'air humide*, on y voit une quantité de petites bulles qui se forment et éclatent en projetant des débris chargés par un mécanisme voisin du barbotage; il faut cependant signaler que deux auteurs allemands, MM. Haber et Just[1], ont été amenés à conclure à l'existence d'électrons mis en liberté par l'oxydation des métaux alcalins, même en l'absence de toute action photo-chimique.

D. — Réactions avec incandescence.

Dans les réactions chimiques, accompagnées d'incandescence, il faut naturellement s'attendre à trouver une forte ionisation, c'est en effet ce qu'il est facile de constater sur les fumées de métaux brûlant à l'air ou dans l'oxygène, sur les chlorures obtenus en projetant l'arsenic et l'antimoine projetés en poudre dans le chlore (quand il y a incandescence), les poussières qui distillent pendant la combustion du soufre, etc.

Nous reviendrons sur le cas des gaz issus des flammes qui a déjà fait l'objet de plusieurs travaux; mentionnons simplement que dans le cas de la flamme d'oxyde de carbone, qui ne donne naissance à aucun produit condensable et même de certaines flammes hydrogénées quand on prend les précautions néces-

1. *Ann. der Physik*, 1909.
2. Du Bois-Reymond. *C. R.*, 1910, p. 1425 — *C. R.* Juillet 1910.

1. *C. R.*, 1910, 1, 695.

A. Réactions sans rupture de surfaces	Réactions à froid entre gaz	pas de conductibilité
	Double décomposition	pas de conductibilité
	Décomposition par voie sèche de corps amorphes à température peu élevée	pas de conductibilité
B et C. Réactions avec rupture de surfaces	Rupture de surfaces inactives par barbotage	pas de conductibilité.
	Gaz préparés par voie humide	conductibilité.
	Réactions vives par projection dans l'eau	conductibilité.
	Gaz préparés par voie sèche avec décrépitement de cristaux	conductibilité
	Oxydation du sodium à l'air humide	faible conductibilité
D. Réactions avec incandescence	Combustions vives	conductibilité.
	Métaux dans l'oxygène, le chlore, etc.	conductibilité.
	Flammes	conductibilité.
E. Réactions avec luminescence	Oxydation du phosphore (Schmidt, Harms, E. Bloch)	conductibilité.
	Phosphorescence (à chaud) du soufre, de l'arsenic (L. Bloch)	pas de conductibilité.
	Phosphorescence du sulfate de quinine (hydratation) (Le Bon, Miss Gates)	conductibilité.

saires, la mobilité des ions produits conduit à des chiffres tout à fait comparables à ceux que l'on a obtenus pour les ions des rayons de Röntgen.

Quant à la *luminescence* on peut voir dans le tableau ci-joint qu'elle peut-être ou non accompagnée de conductibilité.

Conclusion.

Nous sommes loin d'avoir envisagé toutes les réactions possibles, mais il nous semble que la conductibilité du gaz ambiant, dans les cas que nous avons considérés, suit d'assez près la présence ou l'absence des causes parasites d'ionisation déjà signalées, pour qu'on puisse en général leur attribuer cette conductibilité à l'exclusion de la réaction chimique proprement dite, ce dernier phénomène lorsqu'il se produit seul n'étant pas accompagné de mise en liberté de charges électriques dans le milieu gazeux environnant.

(Manuscrit reçu le 15 Juin 1910)

Sur les rayons émis par les sels des métaux de la famille du potassium

(2e MÉMOIRE)

Par E. HENRIOT

(Laboratoire de physique de l'École normale supérieure de Paris).

Dans un précédent article paru dans ce journal[1], j'ai exposé quelques résultats relatifs aux rayons du potassium et du rubidium. Mes expériences, en cours au moment de cette première publication et qui n'avaient pas encore donné de résultats définitifs, feront l'objet de cet exposé.

MM. Elster et Geitel, dans un travail sur la même question[2], ont confirmé un certain nombre de points sur lesquels j'avais porté mon effort, en particulier le fait que les fractionnements les plus prolongés sont impuissants à faire varier le rayonnement d'un sel donné — et aussi la grande probabilité de l'absence de toute émanation.

Les résultats de MM. Elster et Geitel et les miens semblent donc bien fixer le point suivant : un sel donné de potassium fournit une quantité de rayonnement parfaitement définie, et l'activité de ces sels est une propriété *normale*.

MM. Mc Lennan et Kennedy[3], qui se sont occupés de cette question, avaient remarqué que différents échantillons de cyanures donnaient des résultats extrêmement variables d'un échantillon à l'autre. Ils se sont rendu compte ensuite que ces variations provenaient de l'impureté des produits employés, et ont observé que leur activité était à peu près proportionnelle à la teneur en potassium.

Je crois donc qu'actuellement tous les physiciens qui ont effectué sur cette question des mesures quantitatives sont d'accord sur ce point : l'activité d'un sel défini de potassium, le chlorure, par exemple, est une propriété *normale* de ce sel. De la même manière, on peut dire que le magnétisme d'un sel de fer constitue une propriété normale de ce composé. Seulement, dans les combinaisons de métaux ferromagnétiques, le magnétisme, tout en étant une propriété normale, n'est pas, dans son ensemble, une propriété atomique.

La même question se posait dans l'étude du phénomène dont nous nous occupons : savoir si l'activité d'un sel de potassium, qui est une propriété normale, est en même temps une propriété atomique.

Pour établir que le rayonnement étudié vient bien de l'atome de potassium et ne dépend pas de l'état de combinaison du métal, on peut remarquer :

1° Que les courbes d'absorption du rayonnement que j'ai obtenues avec le chlorure et le sulfate présentent une bonne concordance, ce qui montre que la nature du rayonnement ne dépend pas de l'état de combinaison :

2° Que l'intensité du rayonnement ne dépend pas de la température, au moins dans les limites où j'ai opéré, or on sait que l'indépendance d'un phénomène à la température est également un critérium d'atomicité.

On peut dire également qu'il n'existe pas d'exemple de phénomène non atomique susceptible de donner à des électrons un pouvoir de pénétration aussi grand que celui des rayons du potassium.

Il faut, pour trancher définitivement la question, montrer que l'activité observée avec les différents sels est proportionnelle à la teneur en métal. Pour nous fixer sur ce dernier point, N. Campbell a effectué un certain nombre d'expériences[1] et a trouvé une proportionnalité assez exacte entre la teneur et l'activité. La teneur variant, par exemple, de 1 à 4, il a trouvé seulement une variation de 156 à 181 pour le rappport entre l'activité et la teneur, ce qui constitue déjà une remarquable vérification. Il ne faut d'ailleurs pas s'attendre, dans des expériences de ce genre, à trouver une proportionnalité très exacte entre l'intensité mesurée et le pourcentage en métal actif. Le rayonnement mesuré et le rayonnement vrai

1. *Le Radium*, Février 1910.
2. J. Elster et Geitel, *Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 275-280.
3. Mc. Lennan et Kennedy, *Phil. Mag.*, 6 série, **16** 1908 577.

1. N. Campbell, *Proc. of Camb. Phil. Soc.*, 14 VI.

d'un sel donné sont entre eux dans un certain rapport $\frac{\lambda}{\varrho}$, λ étant le coefficient d'absorption, ϱ la masse spécifique du sel, et ce rapport $\frac{\lambda}{\varrho}$ doit présenter d'un sel à l'autre d'importantes variations.

MM. Mc Lennan et Kennedy[1] obtinrent dans leurs expériences des résultats en complète contradiction avec ceux de N. Campbell.

Les nombres qu'ils donnent pour le quotient de la teneur par l'activité varient dans des limites très étendues, quelquefois dans le rapport de 1 à 20.

Ils mettent d'ailleurs en doute la pureté des produits qu'ils emploient et ne tirent pas de conclusion ferme de leurs résultats.

M. Campbell fit remarquer que cette divergence des résultats provenait probablement de ce fait que la technique employée n'est pas la même, Mc Lennan renouvelant l'air de son appareil à chaque expérience par l'introduction du sel, alors que M. Campbell place le sel à l'extérieur de la chambre d'ionisation fermée par une feuille d'aluminium.

J'ai pu me convaincre que les deux techniques sont bonnes, mais que la première nécessite quelques précautions que j'ai exposées précédemment et que n'avait probablement pas prises Mc. Lennan.

La question en est restée là jusqu'aux expériences que je vais rapporter et que j'ai faites effectivement en introduisant le sel à l'intérieur de la chambre d'ionisation.

La technique adoptée a été un peu différente de celle que j'ai employée dans mes expériences précédentes. Je vais la décrire rapidement.

L'emploi de l'électroscope Wilson, quoiqu'il soit très commode pour ce genre d'expériences, présente cependant quelques inconvénients : il arrive, en effet, que dans une série de mesures un peu longue, sa sensibilité varie de quelques pour cent, probablement sous l'influence de la batterie de charge; on est obligé, pour y remédier, de mesurer très fréquemment sa sensibilité et de tenir compte de ses variations. Ceci est une cause d'imprécision pour les expériences à longue durée et j'ai été amené à modifier comme il suit mon dispositif expérimental.

L'électroscope est remplacé par un électromètre donnant 30 centimètres environ pour 1/10e de volt, sensibilité largement suffisante pour cette étude. Deux boîtes identiques chargées l'une positivement, l'autre négativement à des potentiels égaux en valeur absolue sont traversées par la tige collectrice des ions. Ce dispositif a pour but de compenser dans une certaine mesure la correction due à l'ionisation spontanée de l'air.

Si les deux chambres se trouvaient à l'air libre, la chambre chargée négativement s'activerait assez rapidement et la symétrie serait détruite. Pour obvier à cet inconvénient, les deux chambres sont placées à l'intérieur d'une boîte conductrice reliée au sol. Elles se trouvent donc environnées par un champ assez intense, ce qui présente encore l'avantage que si, par suite des fluctuations de pression ou de température, de l'air pénètre dans les appareils de mesure, il se trouve privé d'une notable partie de ses ions en passant dans ce champ extérieur.

Le sel qu'on étudie étant placé dans l'une des deux chambres d'ionisation, on fait les mesures de courant au moyen d'une méthode de zéro dont le principe est le suivant. On maintient constamment au zéro le spot de l'électromètre en agissant par influence sur le système isolé. Pour y arriver on dispose en face d'un plateau P, fixe et mis en communication avec l'électromètre, un deuxième plateau P′, mobile autour d'un axe bien défini et maintenu à potentiel constant. La course de ce plateau est limitée par deux butoirs et on peut amener à une valeur convenable la sensibilité de cet appareil compensateur, en agissant sur le voltage de P′.

L'axe de la partie mobile doit être parfaitement fixe et les deux plateaux doivent être de même métal, pour éviter qu'il existe entre eux une force électromotrice de contact notable. Si l'on observe ces deux précautions qui sont très faciles à réaliser, on a un appareil qui peut rendre des services du même ordre qu'un quartz piézo-électrique, sans présenter les mêmes difficultés d'isolement, et sans avoir une capacité aussi considérable que le modèle courant.

Voici les résultats que j'ai obtenus pour les différents sels de potassium. Je n'ai indiqué que les résultats relatifs à un échantillon de chaque sel, étant donné que pour tous les échantillons d'un même sel, comme je l'ai montré plus haut, on retrouve la même valeur.

S	[illegible]	[illegible]	Rapport
SO^4K^2	44,91	578	118
KI	25,58	210,7	112
KBr .	52,87	278	118
KCl . .	52,48	422	124
KI .	67,52	540	125
ClO^3K	28,61	255	110
AzO^3K	58,69	506	126

Les sels étaient des échantillons de sels chimiquement purs, sauf l'azotate qui était un sel ordinaire. Les nombres de la dernière colonne présentent une concordance assez satisfaisante, si l'on tient compte de la variation probable du rapport $\frac{\lambda}{\varrho}$ et du fait que quelques-uns de ces sels sont assez déliquescents, ce qui constitue une notable cause d'erreur. La concordance est du même ordre que celle obtenue par N. Campbell, plutôt un peu meilleure, et la diver-

1. Mc. Lennan et Kennedy. *loc. cit.*

gence de ses résultats et de ceux de Mc Lennan ne provient pas d'une différence de méthode.

L'atomicité du rayonnement dans les sels de potassium me paraît donc un point assez bien acquis à la suite des résultats que je viens de rapporter.

Il se pose en outre une question qui est la suivante : le rayonnement en question est-il spontané, ou est-il dû à l'action secondaire d'une radiation très pénétrante d'origine extérieure, par exemple la radiation pénétrante de Cooke?

On sait que cette dernière, d'après tous les auteurs qui s'en sont occupés, présente des maximums diurnes et nocturnes dont l'amplitude relative est généralement supérieure à 8 pour 100 (jusqu'à 25 pour 100). Je me suis posé la question de savoir si le phénomène qui nous occupe présente, aux différentes heures de la journée, des variations de cet ordre.

Je n'ai jamais pu mettre de semblable effet en évidence. Les expériences qui portaient sur plusieurs journées ont quelquefois donné des variations continues provenant d'une dissymétrie croissante entre les deux chambres d'ionisation de l'appareil décrit plus haut ; mais dans les mesures faites dans une même journée, les variations ne dépassaient guère 4 pour 100 et ne présentaient pas de variations systématique. Les variations de pression et de température suffisent à expliquer les fluctuations observées.

J'obtenais, par exemple, dans une série de mesures les résultats suivants (chaque nombre est le résultat de la moyenne de six mesures très concordantes).

10^h	39,4
$10^h,55$	39,8
$11^h,15$	39,1
$1^h,50$	38,6
$2^h,50$	38,6
7^h	37,9

une autre série :

$10^h,50$	38,2
2^h	36,5
3^h	37,6
4^h	37,9
5^h	37,5
6^h	37,8

Un autre jour :

$3^h,50$	39,5
$4^h,45$	39,1
5^h	39,6
6^h	39,4
7^h	40,2

Les mesures qui portent sur un intervalle de deux ou trois heures présentent une concordance de 1 ou 2 pour 100, ce qui montre que la comparaison de deux sels ou la mesure de l'absorption par un écran peut se faire avec une précision assez grande : une telle comparaison nécessite, en effet, deux mesures dont la durée totale ne dépasse guère une heure et demie.

Les expériences de MM. Elster et Geitel effectuées, dans les mines de carnallite de Stassfurt, constituent également une preuve convaincante de la spontanéité du rayonnement.

Le rayonnement qui nous occupe semble donc bien présenter le caractère atomique et spontané du rayonnement des corps radioactifs, mais actuellement le terme de radioactivité implique une hypothèse précise sur l'origine de ces rayons, qui, dans le radium, sont dus à une désintégration de l'atome. Tant qu'on n'aura pas mis en évidence des produits de destruction du potassium, produits actifs ou non, on n'aura pas le droit d'affirmer d'une façon absolue que le rayonnement n'est pas créé par un mécanisme différent, par exemple une intégration de l'atome.

M. Debierne m'a fait remarquer que dans la série de Mendeléeff l'argon et le potassium présentent une anomalie, leurs places étant interverties par rapport à l'ordre des poids atomiques ($K = 39,1$, $Ar = 39,9$) et l'on peut se poser la question de savoir si l'activité inattendue du potassium ne serait pas le résultat d'un lent travail intérieur tendant à combler cette lacune.

On doit remarquer d'ailleurs que malgré l'activité considérable du rubidium l'anomalie ne se retrouve pas dans les poids atomiques du rubidium et du krypton ($Rb = 85,4$, $Kr = 81,8$). Néanmoins, la remarque précédente n'est peut-être pas à négliger pour une étude ultérieure de la question.

(Manuscrit reçu le 22 Juin 1910)

Sur le rayonnement très pénétrant observé dans l'air et l'origine de ce rayonnement

Par Th. WULF

Collège St Ignace, à Fauquemont (Limbourg Hollandais)

Déjà en 1785, Coulomb observa qu'un corps chargé d'électricité se déchargeait à l'air, et que cette perte était trop grande pour être expliquée par l'insuffisance de l'isolation. Il conclut de là que l'air lui-même enlevait une partie de la charge électrique. Cette découverte resta malheureusement presque inconnue. Coulomb avait précédé son temps. Dans la physique du siècle passé, il ne se trouvait guère de place pour sa découverte.

En 1850, Matteucci pouvait développer cette découverte, en montrant que dans une petite enceinte close, pour des potentiels suffisamment élevés, la

perte de charge n'est pas proportionnelle au potentiel, mais que toujours une certaine quantité d'électricité se décharge, quelle que soit la valeur du potentiel du champ électrique.

C'est seulement après que M. Arrhenius eut élucidé, en 1887, l'ionisation des électrolytes, que M. Roentgen eut découvert, en 1895, l'ionisation de l'air par les rayons X, et que M. Becquerel eut démontré le même pouvoir d'ioniser l'air pour les minéraux de l'uranium, que le terrain fut suffisamment préparé pour le développement de la découverte de Coulomb. On trouva que l'air ordinaire est toujours ionisé, en quantité fort variable. MM. Elster et Geitel en Allemagne, et indépendamment d'eux M. C. T. R. Wilson en Angleterre, firent ces mêmes observations. D'abord on supposa que l'air s'ionise spontanément, en considérant ce phénomène comme analogue à celui qui a lieu dans les électrolytes, et tout particulièrement, parce qu'on trouva que l'air, dans une enceinte complètement close, reste toujours ionisé à un certain degré.

Entre temps, les traces du radium se découvraient presque partout. Après avoir constaté que tous les rayons émis par le radium possèdent le pouvoir ionisateur d'un gaz, et que quelques-uns d'entre eux, en particulier les rayons γ, découverts par M. Villard, en 1900, sont en état de traverser un écran métallique épais même de plusieurs centimètres, MM. Elster et Geitel se posèrent la question suivante : l'ionisation de l'air n'est-elle pas également un effet du radium? Ils parvinrent en 1901 à recueillir de l'air ambiant une quantité considérable de produits de décomposition du radium sur un fil chargé pendant deux heures à un haut potentiel négatif. Ainsi avait-on trouvé une cause capable de produire constamment de nouveaux ions dans l'air : l'émanation du radium. Or l'émanation du radium se détruit à moitié pendant chaque période de 3,8 jours; donc, elle ne pouvait être la cause de l'ionisation dans une enceinte parfaitement close; car l'ionisation, abstraction faite de certaines variations, reste constante, c'est-à-dire que de nouveaux ions sont produits sans cesse. Les observations ultérieures montrèrent que les parois de l'enceinte elles-mêmes émettent constamment des rayons, et particulièrement les rayons α, qui ont une activité ionique très forte. Après d'autres, M. Campbell[1], en 1905, en a donné la preuve.

Dans la suite, MM. Rutherford et Cooke[2] et en même temps MM. Mc Lennan et Burton[3] constatèrent que l'ionisation d'une quantité d'air enfermé dans une enceinte diminue beaucoup, si cette dernière est enveloppée d'une couche épaisse de plomb. Dès lors, il était démontré qu'on avait affaire, ici, à une radiation qui, du dehors, pénètre dans les vases métalliques et ionise l'air intérieur.

D'où viennent donc ces rayons γ, pénétrant tout et toujours actifs? Les avis, à ce sujet, étaient aussi partagés que possible. M. Strong[1] démontre, en 1908, que ces rayons ont leur point de départ dans l'atmosphère; M. Mc Lennan[2] conclut de ses expériences qu'ils proviennent de la terre; M. Mache et M. Rimmer[3] ont l'idée que les produits de décomposition du radium contenus dans l'atmosphère sont attirés par le champ électrique à la surface de la terre, d'où ils émettent les rayons γ; enfin M. Arrhenius et ses disciples[4] affirment que ces rayons viennent de l'univers, probablement du soleil.

Dans les recherches à exposer ici, je ne me base pas sur une hypothèse déterminée, mais j'ai tâché simplement de trouver par voie d'expérience l'origine des rayons, quelle que soit celle de ces hypothèses qui pût se confirmer.

Les instruments employés sont décrits, dans un mémoire détaillé[5] de la Société scientifique de Bruxelles. La plupart du temps, on usait de deux, parfois même de trois appareils simultanément. On pouvait ainsi distinguer tout de suite des oscillations réelles temporaires du rayonnement, les dérangements quelconques d'un appareil, les erreurs de lecture, etc. En cas d'expériences sur l'influence de l'endroit, on faisait épreuve et contre-épreuve en même temps. De cette manière, par contre, les oscillations temporaires étaient éliminées.

Au cours des expériences, il eût été à souhaiter de pouvoir enfoncer simplement sous l'eau un appareil. A cette fin, on le mit dans une caisse solide de fer galvanisé, soudée complètement. Pour donner passage à la lumière, on y avait mastiqué deux petites fenêtres, protégées en outre au-dessous de l'eau par un volet. Dans la paroi supérieure, le mécanisme de charge tournait dans un tuyau poli graissé. S'il était mis hors d'usage, il était également rendu étanche au moyen d'un chapeau vissé par-dessus. Par conséquent, l'air ne pouvait pas se renouveler dans l'espace ambiant. Cet appareil m'a rendu maints services signalés.

Pendant ces expériences, j'ai eu le bonheur de jouir de l'appui le plus prévenant de la part de tous. Tout d'abord, mes meilleurs remerciements aux RR. PP. Bénédictins de Maria-Laach. Grâce à leur obligeance, j'ai pu opérer en toute liberté sur le lac. En particulier, en Belgique, j'ai rencontré le plus vif intérêt et l'accueil le plus affable. Je veux surtout exprimer ma reconnaissance à M. de Pierpont, le propriétaire des

1. Campbell, *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*, 1906, 2454.
2. Rutherford et Cooke, *Phys. Rev.* 16 1905 185.
3. Mc Lennan et Burton, *Phys. Rev.* 16 1905 184.

1. Strong, *Physikalische Zeitschrift*, 9 1908 117.
2. Mc Lennan, *Physik. Zeitschrift*, 9 1908 440.
3. Mache et Rimmer, *Phys. Zeitschrift*, 7 1906) 617.
4. Richardson, *Nature*, 73 1906 607.
5. Voir 2 partie des *Annales de la Société Scient. de Bruxelles*, pp. 1-87.

magnifiques grottes de Han. Merci aussi à MM. les Directeurs de mines Évrard à Charleroi, Lambiotte à Auvelais et à leurs aimables ingénieurs MM. André et De Vogel. En Hollande enfin, notre voisin, M. l'architecte Joosten, m'a rendu possibles plusieurs recherches du plus grand intérêt.

Les questions que j'ai examinées successivement sont les suivantes :

1. Quelle est la production ionique, à l'intérieur d'un vase fermé, causée par les rayons qui pénètrent du dehors, par opposition aux effets provenant, d'une part, de l'isolation défectueuse et, d'autre part, des rayons qui proviennent des parois du vase?

A cette question se rapporte tout d'abord l'observation mentionnée déjà plus d'une fois, que les murs des maisons eux-mêmes émettent des rayons γ. Selon une communication précédente[1], cet accroissement dans l'intérieur de notre collège, construit en briques, s'élève à 24 pour 100 ou 5,6 ions par seconde. Et ce phénomène, je l'ai constaté considérablement plus fort encore dans l'abbaye de Sainte-Marie-au-Lac, près de Andernach sur le Rhin, où j'ai passé quelques jours pour y observer le rayonnement sur le lac. Dans une aile, construite en tuf volcanique, il y a environ 50 ans, le rayonnement alla de 20,4 en dehors (neuf heures d'observation) jusque 34,1 à l'intérieur (vingt-six heures d'observation), cela fait 13,7 ions par seconde. Un échantillon de cette pierre se trouva aussi, d'après une expérience que M. le professeur Gockel a eu la bonté de faire, considérablement plus radioactive que les basaltes ne le sont d'ordinaire.

Dans l'ancien château Hollandais de Wijnandsrade construit en briques, il y a 200 ans, je n'ai pas rencontré une influence des murs.

Le tableau I donne l'excédent du rayonnement dans diverses maisons sur le rayonnement au dehors.

Il s'ensuit donc la nécessité de faire toutes les observations en plein air, ou d'établir au moins l'influence des parois, afin que les résultats des différents savants soient comparables entre eux.

Pour trouver le nombre d'ions produits par les rayonnements extérieurs, il faut les supprimer autant que possible. La différence montre alors avec sûreté quel effet a été causé du dehors.

Déjà antérieurement, j'avais trouvé dans les grottes crayeuses, situées à proximité de Fauquemont Maestricht et en partie aussi dans le Limbourg belge, une diminution considérable du rayonnement total. D'où il ressort que 42 pour 100 au moins sont le produit du rayonnement extérieur. La question était donc, avant tout, de savoir si les rayons γ se manifestaient également dans les grottes.

Si cela a lieu, le rayonnement est encore plus grand et, au moyen de parois en plomb, par exemple, on

Tableau I. — Rayonnement des murs de bâtiments

Endroit	Matériaux	Âge	Excédent
Abbaye de Maria Laach près de Andernach-sur-Rhin	tuf volcanique	50 ans	13,7
Fauquemont, Collège Limbourg hollandais	briques	15 ans	5,7
Louvain, Collège Belgique	briques	50 ans	8,0
Namur, Collège N.-D. de la Paix (Belgique)	briques	100 ans	5,7
Wijnandsrade, Château Hollande	briques	200 ans	0,0

peut le diminuer davantage. Après avoir fait quelques essais avec le compteur ionique d'Ebert, et trouvé en moyenne une production ionique 12 fois plus forte qu'en plein air, on devait conclure que l'atmosphère des grottes contenait une quantité d'émanation assez forte.

Les essais pour prouver la présence de ce gaz par activation d'un fil[1] restèrent d'abord vains, à cause de la grande humidité de l'intérieur. Enfin on réussit, grâce à l'effet merveilleux produit par les crochets de Gockel, à maintenir chargé à 500 volts pendant trois heures, un fil de cuivre au moyen de la batterie à eau de Herweg. L'électromètre servant aux observations se trouvait dans une maison voisine, à la sortie de la grotte. Rapidement mis dans l'électromètre, le fil montra une activité si grande, que les deux fils de l'électromètre s'étaient déjà rejoints, avant qu'on pût lire leur position. Ensuite, l'électromètre fut porté à une haute charge, jusqu'à ce que les fils soient sortis du champ visuel et, d'après le tic-tac d'une horloge, on mesura le temps pendant lequel un fil parcourait 10 graduations de l'échelle. L'activité s'éteignit rapidement et, quatre heures après, plus rien ne se faisait remarquer. Pour comparaison, le même fil fut chargé à la même hauteur, hors des grottes, et soumis à une épreuve dans le même instrument. Malgré la brève exposition de trois heures, l'activité pouvait être poursuivie maintenant trente heures durant et, à côté du radium, une induction du thorium bien sensible se manifesta aussi. L'ionisation initiale s'éleva à 26 pour 100 de thorium. Dans les grottes, une courbe de radium tout à fait identique à celle que M. et Mme Curie ont donnée du radium pur s'était laissée apercevoir, de manière que la quantité de radium, qui s'était accumulée sur le fil dans les grottes, était précisément 150 fois plus grande qu'en

1 Th. Wulf, *L'Électromètre bifilaire et ses applications*, 1re 2e partie des Annales, pp. 187.

1 [illegible]

dehors. J'ai cherché, à différentes reprises, mais sans aucun succès, à trouver dans l'atmosphère des grottes, une émanation ou bien une induction de thorium.

De la grande production d'émanation, on devait conclure que des rayons γ provenaient aussi de l'atmosphère des grottes, et que le rayonnement total se laissait réduire encore beaucoup plus. A un endroit des grottes, se trouve une mare d'eau assez étendue. Venait-on à enfoncer l'appareil dans l'eau, la paroi supérieure supportait une couche d'eau épaisse d'environ 50 cm : il se montrait, en effet, une diminution ultérieure du rayonnement de 2 volts à l'heure, ou bien de 3 à 4 ions à la seconde. D'où, en moyenne, 46 pour 100 du rayonnement, ou 10 ions à la seconde, sont produits uniquement par le rayonnement pénétrant extérieur.

J'ai répété ces expériences en me servant de différents moyens et surtout de pierres absorbantes, en Allemagne dans l'eau du lac de Maria-Laach, en Belgique dans les fameuses grottes de Han-sur-Lesse, dans l'eau de la Meuse à Namur et dans les houillères de Charleroi et d'Auvelais. Mais jamais je n'ai trouvé de diminution du rayonnement plus considérable que de 10 ions à la seconde au cm³ ; mais quelquefois dans la grotte de Han il atteignait presque 10 ions. De façon qu'on peut conclure que 10 ions à la seconde constituent le plus grand effet que produisent les rayons γ dans cette contrée. Le tableau II

Tableau II. Absorption du rayonnement pénétrant

Endroit	Matière.	Mètres	Heures.	Différence des ions.
Fauquemont, Hollande	eau en grottes de craie tufacée.	20	12	10
	eau en bassin bâti. . .	1 2	26	8,0
Maria-Laach, Prov. rhen.	eau du lac de Laach .	jusqu'à 12	15	7,5
Han-sur-Lesse, Belgique . .	grotte de pierre calcaire : *La Mystérieuse*. . . .	100	5	9,5
Charleroi, Belgique . . .	mine de houille . . .	985	1	2,2
Auvelais, Belgique . . .	mine de houille. . . .	200	2	0,7
Fleurus, Belgique . . .	mine de baryte	20	1	5,1
Namur, Belgique . . .	eau de la Meuse .	2	3	6,5

donne le montant d'absorption que j'ai trouvé dans les diverses expériences. La première colonne donne l'épaisseur des couches absorbantes et la dernière les différences en ions, c'est-à-dire la diminution de la radiation dans les mines, contre les valeurs observées immédiatement avant et après en dehors. Les valeurs sont les moyennes et, pour permettre une estimation de la valeur des différents nombres, on a ajouté dans la seconde colonne les durées des observations employées pour tirer ces moyennes.

Il va de soi que la diminution dans une mine est plus petite, ou peut-être même nulle, ou au contraire le rayonnement plus grand, quand les roches émettent elles-mêmes des rayons γ. Et il semble que les schistes dans les mines de Belgique, comme l'eau de la Meuse, contiennent de faibles quantités de radium.

D'un grand intérêt au point de vue géologique est l'observation faite à Fleurus, en Belgique, dans une mine de barytine. On sait que, quand le sulfate de baryum se précipite, il prend le radium en grande partie avec lui. Comme on n'a pas trouvé un rayonnement dans la mine de barytine, il s'ensuit que ce baryte s'est précipité d'une solution extrêmement pauvre en radium.

2. Ce rayonnement vient-il de l'atmosphère ou du sol?

Il résulte de la grande propagation des substances radioactives, qu'il est invraisemblable *a priori* que tous les rayons actuels viennent d'une source déterminée. Puisque l'air aussi bien que le sol contiennent l'émanation du radium, ses produits de décomposition émettront aussi des rayons γ, dans les couches inférieures de l'atmosphère. La question doit donc être comprise, tout d'abord, de la manière suivante : quelle est la source d'où proviennent en majeure partie ces rayons? Les opinions à ce sujet, comme je l'ai déjà dit, divergent beaucoup. Mes expériences indiquent toutes la terre, comme source principale des rayons γ. *Les preuves nombreuses reposent sur le fait que, même les moindres changements de lieu (1 à 5 m) emportent avec eux parfois des différences considérables de rayonnement.*

Déjà M. Mc Lennan[1] avait trouvé que le rayonnement, sur la glace du lac Ontario, diminuait de 13,2 jusqu'à 8,6 ions au cm³ et à la seconde. J'ai trouvé une diminution pour ainsi dire égale, sur le lac de Maria-Laach, dans une cabine de bain éloignée seulement de 40 m du bord. Au milieu du lac, à une distance d'environ 1 km du bord, le rayonnement n'était plus sensiblement moindre que dans la cabine de bain. Et après que l'appareil eût été plongé au fond, à une profondeur atteignant environ 12 m, la diminution entre surface et profondeur était également moins appréciable.

Il semblait donc qu'une couche d'eau beaucoup moins étendue affaiblirait sensiblement le rayonnement. Je le pouvais constater d'abord sur un étang de Wijnandsrade, à une lieue de Fauquemont. L'appareil était placé sur un petit radeau, à une distance

1 Mc Lennan, *Physik. Zeitschrift*, 9 (1908) 440.

de 10 m du bord. Ensuite, je fis la même constatation sur un étang encore plus petit, dans notre jardin, où les bords n'étaient éloignés que de 5 m. Et puis encore, une autre fois, dans un réservoir d'eau maçonné, d'une section de 1 m² et d'une profondeur de 2 m; et même sur un sentier passant sur un petit ruisseau d'une largeur de 70 cm et d'une profondeur de 25 cm. Dans tous ces cas, la diminution du rayonnement était nettement perceptible, comme le tableau III le met en évidence.

Tableau III. Diminution du rayonnement γ sur l'eau.

Numéros.	Endroit d'observation.	Distance du bord mètres.	Durée totale heures.	Différence des ions en 1 seconde.
1	Lac de Laach (Prov. rhénane)	40	24	4,9
2	Wijnandsrade (Hollande), appareil I.	10	45	5,1
3	Wijnandsrade (Hollande), appareil II	10	56	3,3
4	Fauquemont (Hollande), étang, appareil I.	5	64	5,5
5	Fauquemont (Hollande), étang, appareil II.	5	90	3,8
6	Au-dessus d'un bassin d'eau 1 × 0,9 × 2 m.	1,5	7	5,2
7	Dans le bassin d'eau, nageant	1,5	56	7,5
8	Sur une passerelle de fossé, 70 cm. de large, 25 cm. de profondeur	1	5	1,2

Donc de ces observations, faites en différents endroits, il ressort clairement que la plus grande partie du rayonnement provient du sol. Durant les observations faites sur l'étang à Fauquemont régnait, un jour, un vent violent, qui certainement ne souffrait pas de diversité dans la composition de l'air sur le petit étang et sur le sol. Des preuves plus amples à l'appui de cette affirmation résident dans les observations suivantes, qui portent plus loin.

3. Comme le rayonnement sort de la terre, il reste à savoir s'il provient des inductions du radium accumulées à la surface de la terre (en conséquence de sa charge négative), ou bien de l'intérieur de la terre?

Cette question pouvait être résolue facilement. Sur une prairie, une pièce de gazon fut enlevée avec la terre et, au milieu de cette place libre, on pratiqua un trou d'environ 70 cm de profondeur, dans lequel fut enfoncé l'appareil, recouvert de 20 cm de terre. Le rayonnement de la surface ne pouvait donc plus atteindre l'appareil, si ce n'est à travers cette couche de terre de 20 cm. Donc, s'il était la cause principale, le rayonnement devait maintenant beaucoup *diminuer* et, au contraire, *augmenter* sensiblement, si le rayonnement provenait de l'intérieur de la terre.

Il arriva, ce que l'on avait prévu, *un accroissement du rayonnement extérieur* de 25,9 à 50,1, ou une *augmentation de 6,2 ions à la seconde*. Le tableau IV contient les résultats d'un jour d'observation en particulier.

Tableau IV.

Augmentation du rayonnement à l'intérieur de la terre.

Temps.	Perte d'ions par seconde sur le sol	Perte d'ions par seconde dans le sol
de 9 à 10 h. av. m.	25,5	—
de 10 h. avant midi à 1 h. après midi	—	50,8
de 1 h. à 3 h. apr. m.	22,9	—
de 3 h. à 5 h. apr. m.	—	29,5
de 5 h. à 6 h. apr. m.	25,5	—
de 6 h. à 8 h. apr. m.	—	50,2
de 8 h. à 9 h. apr. m.	25,8	—
Valeur moyenne	25,9	50,1

Donc le rayonnement provient, selon son effet principal, de l'intérieur de la terre; d'ailleurs, à cause de l'absorption, le point de départ des rayons γ ne peut être situé qu'à 1 m peut-être en dessous de la surface de la terre.

Cette conclusion pouvait être encore confirmée par quelques autres phénomènes. La craie de l'endroit se montra, après recherche dans les grottes, d'une inactivité extraordinaire, résultat confirmé aussi par M. le professeur Gockel, à qui je fis parvenir un échantillon de la pierre. Si donc le sol est le point de départ des rayons γ, dans ce cas le rayonnement devait être plus faible aux endroits où la craie sort du sol que, par exemple, à la surface du champ de labour. Mais si le rayonnement part de la surface de la terre, devenue radioactive par l'émanation de l'atmosphère, la pierre souterraine ne peut produire d'influence.

Par hasard, il se trouva une place convenable où un bloc d'environ 2 m de long sur 1,5 de large émergeait de la prairie. Le rayonnement sur le bloc crayeux était de 15,6 ions, tandis que 5 m plus loin, sur une colline de terre de formation semblable, et couverte de gazon, le rayonnement monta à 19,4 ions, soit une différence de 3,8 ions à la seconde.

On voit facilement ici que les résultats peuvent être soumis à un examen bien étendu. On sait que la quantité de radium, que les différentes espèces de pierre contiennent, est très variable. Donc, le rayonnement pénétrant devrait être proportionnel à la quantité de radium (ou bien de thorium) contenue dans les pierres. Si cela est constaté en général, alors on a un moyen très simple et rapide pour apprécier la quantité de radium que contiennent des matériaux non connus. Une contre-épreuve serait enfin à essayer en ballon. Si les rayons partent du sol, ils doivent devenir d'autant plus faibles que l'on s'éloigne de la surface de la terre. De l'absorption, que les différents rayons éprouvent dans les différentes substances, on peut conclure que les rayons γ seraient réduits de

moitié par une couche d'air d'environ 80 m. Dès lors, à une hauteur de 700 m, dans laquelle le ballon pourrait facilement se maintenir quelques heures, il ne resterait plus que 1 pour 100 du rayonnement à la surface de la terre.

4. Les matériaux du point de départ (radium et thorium) gisent-ils dans les couches supérieures de la terre, ou bien sont-ils des produits de décomposition d'une émanation qui provient de couches plus profondes?

Les produits de décomposition du thorium ne peuvent pas, à cause de la brièveté de l'existence de son émanation, tirer leur origine de grandes profondeurs. Où l'émanation du thorium se trouve dans l'air en quantité appréciable, son point d'origine est situé dans les couches supérieures du sol. Pour le radium, l'autre cas serait aussi possible : l'émanation viendrait de plus grandes profondeurs, soit par diffusion, soit par la respiration continuelle du sol. Cette question peut naturellement moins encore que les précédentes, être résolue en général par une expérience. Il ne s'agit ici que d'un essai.

Grâce à la bonté de M. l'architecte Joosten, je pus utiliser, dans sa fabrique à pierre de ciment, deux grands cylindres en béton d'une hauteur de 1 m et d'un diamètre de 90 cm. Après qu'un essai préalable eût montré que les parois épaisses de 10 cm ne rayonnaient pas, mais absorbaient même une partie du rayonnement ordinaire, *je fis remplir un des cylindres de ces matériaux du sol qui s'étaient montrés doués d'émission de rayons* γ. Seul au centre resta un petit espace libre, destiné à recevoir l'appareil. Grâce aux parois épaisses en ciment et à sa situation à l'air libre, cette motte de terre était soustraite à la respiration du sol.

Si donc le rayonnement γ, dans le sol, tirait son origine des produits de décomposition d'une émanation immigrée là, alors elle devait s'éteindre lentement. Mais si, au contraire, la substance primitivement radioactive était située dans cette couche supérieure de la terre, le rayonnement devait continuer.

Pour contrôler, on observa toujours dans le second cylindre vide, une à deux heures durant, avant et après chaque essai avec les matériaux du sol.

Quand l'appareil était enterré dans le sol même, la différence montait à 7,8 ions à la seconde.

Le premier et surtout le deuxième jour après le remplissage du cylindre, il se manifestait un rayonnement sensiblement plus faible, et je croyais déjà avoir affaire à l'émanation qui se décompose. Mais le troisième jour le rayonnement commençait à augmenter, et le quatrième jour il atteignait presque le montant qui s'était montré dans le sol même. Après cela, on continua l'observation ; mais la stabilité espérée ne se produisit pas. Le rayonnement monta et descendit continuellement. La valeur la plus haute (7,9) était plus que le double de la plus basse (2,9). Les observations furent continuées (avec quelques interruptions) pendant 41 jours, sans qu'on puisse remarquer une diminution du rayonnement.

Tableau V.

jours	1	2	3	4	5	6	8
rayonnement	6,6	6,1	5,4	6,8	7,1	6,8	5,5
	6,5	5,6	5,6	7,6	7,1	7,1	4,5
jours	9	10	11	12	13	15	16
rayonnement	4,5	5,1	2,0	5,9	5,1	5,8	6,1
	4,6	5,8	5,9	4,6	4,6	6,1	5,6
jours	17	29	34	39	40	41	
rayonnement	6,3	5,4	5,6	6,5	4,1	6,5	
	—	5,8	6,1	4,9	4,4	4,6	

La question posée était donc résolue. Il ne s'agissait pas ici d'une émanation immigrée. La substance radioactive se trouvait au moins pour la plus grande partie dans le cylindre. Elle était donc originaire de la couche supérieure de la terre d'une profondeur de moins d'un mètre. Les chiffres précédents sont les différences observées qui doivent être considérées comme rayonnement de la masse terrestre elle-même. On a fait la plupart du temps deux observations par jour dans le cylindre rempli et trois, pour contrôle, dans le cylindre vide.

Ainsi l'influence éventuelle de l'air, de la surface de la terre et en particulier des précipités fut écartée. L'excès ne pouvait provenir que des matériaux eux-mêmes.

5. D'ou viennent donc ces changements du rayonnement causé par les matériaux enfermés dans le cylindre?

Après examen plus attentif, on fut bientôt frappé de voir que les rayonnements les plus intenses se faisaient remarquer par des temps de pluie. On pourrait supposer que ce sont les produits radioactifs de la pluie elle-même qui effectuent cet accroissement du rayonnement. Mais, comme je l'ai déjà dit, la disposition de l'expérience exclut cette supposition. Les cylindres étaient placés, ouverts, l'un à côté de l'autre. Par les produits, contenus dans les gouttes d'eau, les *deux valeurs* seraient montées, et les *différences* seraient restées invariables. Aussi les pressions atmosphériques indiquées par les communications officielles de l'Institut météorologique hollandais de de Bilt furent comparées avec les valeurs du rayonnement ; en réunissant à une valeur moyenne les rayonnements entre 770-765, 764-760 mm. de pression atmosphérique, etc., on obtint les données du tableau VI.

Après avoir donc éliminé toute influence de l'air et de la pluie par la méthode d'observation, *une influence de la pression atmosphérique se manifesta bien nettement. Plus la pression atmosphérique descendait,*

plus grand était le rayonnement. Nous avons donc ici ce cas remarquable : *le rayonnement γ d'une*

Tableau VI.
Relation entre le rayonnement du sol et la pression atmosphérique

Pression atmosphérique en mm.	770-765	764-760	759-755	754-750
Rayonnement. . .	4,6	5,0	5,5	5,65
Nombre des observations	9	15	8	5

matière déterminée, qui s'est montré jusqu'ici absolument indépendant de toute influence physique ou chimique, *dépend de la pression atmosphérique.* L'explication est très simple. Si la pression atmosphérique s'élève, l'air plus riche en émanation est refoulé à l'intérieur, les rayons γ provenant des produits de décomposition (en particulier du radium C) sont absorbés par les masses terrestres elles-mêmes à plus haut degré, et le rayonnement devient plus faible.

On comprend l'importance de cette observation pour l'explication des oscillations du rayonnement γ dans l'atmosphère décrit dans mon mémoire cité (Annales, 2me partie, pp. 46 et suiv.). Bien qu'ici le mouvement complet de l'air ait lieu dans une couche de terre d'un peu moins de 1/2 m., cependant l'oscillation du rayonnement γ, provoquée par lui, arrive à une valeur qui est du même ordre que celle observée dans l'atmosphère. *Il résulte de là, directement, que le rayonnement provenant de la terre indique des oscillations en rapport avec la pression atmosphérique, et que les oscillations de la pression atmosphérique* (et de la température) *suffisent pour expliquer les oscillations du rayonnement γ observées de fait.*

On pourrait aborder aussi directement cette question au point de vue de l'origine des oscillations du rayonnement γ. Pour le moment il m'est impossible d'entreprendre en personne cette recherche : d'autres physiciens peut-être se trouveront dans cette heureuse condition. Il n'y aurait qu'à faire des expériences sur des superficies étendues d'eau, de glace ou de glacier, à constater si le rayonnement γ garde ses oscillations périodiques ou non. Si la période journalière est causée par le sol, elle doit, sur de grandes superficies d'eau, disparaître presque complètement. Vient-elle de l'air, alors elle doit perdurer. J'ai fait des essais analogues, mais les circonstances n'étaient pas favorables. Qu'on songe que la période quotidienne constitue une faible variation de l'effet déjà faible par soi-même. Mais ici il s'agit d'un changement quelconque de cette période journalière.

Les essais faits sur le petit étang de Tanquemont (à une distance d'environ 5 m. du bord) donnèrent les valeurs suivantes, qui sont une moyenne tirée de deux fois six jours. Le tableau VII montre en même temps la différence de rayonnement sur l'étang et à une distance d'environ 5 m. du bord.

Tableau VII.

Temps	Rayonnement sur terre.	R[illegible] sur [illegible]
de 7 à 8 h. av. m. .	15,0	10,8
de 8 à 9 h. av. m. .	15,4	11,0
de 9 à 10 h. av. m. .	15,5	11,2
de 10 à 11 h. av. m. .	15,2	10,8
de 11 h. av. m. à 12 h. . .	15,1	10,5
de 12 h. à 1 h. apr. m. . .	15,2	10,5
de 1 à 2 h. apr. m. . . .	15,5	10,6
de 2 à 3 h. apr. m. . .	15,3	10,5
de 3 à 4 h. apr. m. .	15,1	10,5
de 4 à 5 h. apr. m. .	15,0	10,5
de 5 à 6 h. apr. m. . .	12,9	10,5
Moyenne .	15,2	10,[illegible]

Valeurs extrêmes sur terre	15,5	- 12,9	0,6
Valeurs extrêmes sur eau	11,2	— 10,5	0,7

Les différences sont trop petites pour qu'on puisse avancer une affirmation définitive. Si l'on veut se fier aux chiffres, on doit dire, puisque l'amplitude n'est pas plus petite sur l'eau (elle est même un peu plus grande), qu'il semble bien que la période vient de l'air. Toutefois les observations devraient être établies sur une plus grande superficie d'eau.

6. Du moins, n'est-il pas prouvable qu'une partie du rayonnement γ observé dans les couches inférieures de l'atmosphère provient de l'air lui-même ?

Si l'on tient compte que l'air des grottes, beaucoup plus riche en émanation, envoie cependant un rayonnement γ si faible, on arrive, à cause de la quantité d'émanation de l'air extérieur à peu près 100 fois plus faible encore, à des valeurs incommensurablement petites. Néanmoins, comme dans la littérature on trouve encore l'opinion que les rayons γ viennent de l'atmosphère, quelques essais furent entrepris pour démontrer une influence directe, des rayons de l'air. L'appareil fut enterré dans le sol et, au-dessus, couvert d'un tonneau d'eau. Quand le tonneau était vide, les rayons pouvaient pénétrer de l'air dans l'intérieur de l'électromètre ; ils étaient pour la plus grande partie absorbés quand le tonneau était rempli. Voici les résultats :

					M[illegible]
Avec rayonnement d'en haut	19,7	19,2	20,2	19,6	[illegible]
Sans rayonnement d'en haut	19,0	19,[illegible]	19,6	19,4	[illegible]

On trouve réellement une faible diminution de 0,2 volt-heure ; cependant l'effet continue, ici aussi,

aux limites de ce que l'on peut observer avec précision.

Une autre série d'expériences fut tentée dans le bassin d'eau muré à parois perpendiculaire. Une fois, l'appareil fut enfoncé de façon que la paroi supérieure seule restât libre d'eau. Les rayons de l'air pouvaient de la sorte entrer. Une autre fois, la paroi supérieure était environ 1 m sous eau, et les rayons d'en haut devaient être presque complètement absorbés, s'ils existaient. Les valeurs moyennes de 15 heures d'observation ne montraient qu'une différence de 0,5 volt par heure, valeur également trop petite pour qu'on puisse affirmer sa réalité.

On peut résumer le contenu de ce travail de la manière suivante :

1. On traite des expériences qui prouvent que là où a lieu l'observation, le rayonnement pénétrant est causé par les substances radioactives qui gisent dans les couches supérieures de la terre à environ 1 m sous la surface.

2. La partie du rayonnement qui prend son origine dans l'atmosphère est si petite, qu'il est impossible de la constater avec les moyens usités.

3. Les oscillations dans le rayonnement γ peuvent être expliquées par le déplacement des masses d'air plus riches en émanations contenues dans l'intérieur de la terre aux endroits plus ou moins profonds.

(Reçu le 5 Juin 1910).

L'hélium dans les minéraux récents

Par A. PIUTTI

[Université royale de Naples].

Sur ce sujet j'ai déjà fait une brève communication à la *R. Academia dei Lincei* dans la séance du 7 novembre; j'ajoute ici quelques nouvelles observations.

Dès que MM. Rutherford et Royds[1] démontrèrent que les corpuscules α émis par les éléments radioactifs ne sont que des atomes d'hélium qui portent deux charges élémentaires, ce gaz peut être considéré comme un des indicateurs des transformations atomiques ; sa recherche et sa détermination quantitative dans les minéraux, c'est-à-dire dans les composés chimiques formés depuis longtemps, en correspondance avec les éléments radioactifs qu'ils contiennent, présentent de plusieurs côtés un grand intérêt.

Dans un travail précédent[2], j'ai donné l'exemple d'un minéral relativement récent, comme le zircon du *Monte Somma*, qui pour les rayons α, β et γ présente une radioactivité totale de 92.6×10^5 U.U. et qui contient de l'hélium[3]. Ensuite j'ai fait connaître au contraire une série de minéraux anciens, contenus dans les roches granitiques, comme la castorite, les tourmalines, les bérils, qui contiennent l'Hélium et qui ne se montrent pas radioactifs[4] aux instruments les plus sensibles.

Dans une note de ce travail mentionné et communiqué à la *R. Académie des sciences de Naples*[1], j'ai même montré qu'un échantillon de carnotite fortement radioactif que j'aiexaminé, contenait de l'Hélium, tandis qu'il est connu que M. E. P. Adams en 1905[2] et plus tard M. F. Bordas en 1908[3], l'avaient en vain recherché dans ce minéral, de plus ce dernier ne l'avait pas retrouvé ni dans la tourbernite, ni dans l'autunite, prenant de là l'occasion d'émettre l'étrange hypothèse que « *les minéraux dans lesquels les sels d'uranium sont nettement définis ou cristallisés ne dégagent pas d'Hélium* ».

Pour contrôler mon observation, en désaccord avec celles de MM. Adams et Bordas, j'ai voulu répéter la recherche de l'Hélium dans ces minéraux récents de l'Uranium et je puis affirmer l'avoir rencontré aussi bien dans la carnotite que dans la tourbernite, de plus j'ai pu faire des photographies nettes de leur spectre à l'aide d'un bon spectrographe de Hilger.

Mais en ce qui concerne la présence de l'Hélium dans les minéraux récents, il y a le cas très intéressant des minéraux contemporains du Vésuve, fortement radioactifs, dans lesquels je n'ai pas pu reconnaître la présence de l'hélium, malgré la diligence que j'ai mise à sa recherche.

Ces minéraux qui se formèrent dans la dernière éruption d'avril 1906, sont la *cotunnite* et la *galène*. On sait que nous devons à M. Lambonini la connaissance de leur radioactivité[4] et à M. Paul Rossi[5] la

1. Nature des particules α des substances radioactives. *Le Radium*, 6 (1909) 47.

2. L'hélium dans l'air de Naples et du Vésuve. *Le Radium*, 7 (1910) 142-146.

3. Dans une dernière communication dans les *Proceedings of the Royal Society of London* (10 février, n° 562 Ser. A. Vol. 85, p. 289) M. R. J. Strutt a confirmé cette observation.

4. Communication faite le 31 mai 1910, au Congrès international de Chimie appliquée de Londres. *Le Radium*, 7 (1910) 146-149.

1. V. *R. A. Scienze Fis. e Mat. di Napoli*, Ser. 57, v. X, p. 211.

2. *Centralblatt*, 76 (1905) 1490.

3. *C. R.*, 146 (1906) 896.

4. *R. Accad. Lincei*, 15, 2° sem. (1906) 255, 14, 1er sem. (1907) 975.

5. *R. Accad. Lincei*, 14, 2° sem. (1907) 650.

L'Hélium dans les minéraux récents.

Minéraux.	Origines.	Composition.	Radioactivité en U. I. rapportée au UO_2 pour 200 mmg. de minéral. Rayons. β et γ	Rayons α	Quantité sur laquelle fut recherché l'Hélium gr.	Raies de l'Hélium observées (L. Vᵉ). 6678,1	5876,05 D³	5047,82	5015,75	4922,08	4745,28	4471,75	4388,11	Radioactivité en U. I. de la portion fixe après calcination, pour quantités rapportées à 200mmg de minéral non calciné, rayons. β et γ	α β et γ
1. Cassiterite	Saint-Miguel (Colorado)	$K^2O, 2UO^3, M^2O^3, 5H^2O$	10^{-} 185	10^{-5} × 1454	5,000									non rech.	non rech.
»	Comte de Montrose (Colorado)	»	» 109	» 885	5,000									»	»
2 bis	Colorado	»	» 15,4	» 596	5,000									10^{-} » 55	10^{-5} » 590
»	»	»	»	»	5,000									»	»
4. Tourbernite	S. Bay (Cornwall)	$Cu(UO^2)^2, P^2O^5, 8H^2O$	» 524	» 9708	5,000									» 267	» 2425
5. Autunite	Saint-Symphorien (Saône-et-Loire)	»	non rech.	non rech.	1,600									non rech.	non rech.
»	Saint-Cybranstacher Grunat, Erzgebirge	$Ca(UO^2)^2, P^2O^5, 8H^2O$	» 267	× 1645	5,000									» 205	» 1572
6 et 7	Cobourg	»	× 165	× 1571	5,000									» 142	» 1289
8 et 9	Les Ruys (Saint Symphorien)	$PbCl_2$	» 177	» 799	1,184									» 89	» 119 [illegible]
10.	Galène	PbS	» 206	» 4375	1,982									» 169	» 1029
11.	»	»	» 122	» 715	non rech.										
12.	» avec Blende	»	» 96	» 514	»										
13.	Monte-Somma (Vesuve)	$PbS + ZnS$	0	»	5,000									0	0
13	Ischia	CaO, TiO^2, SiO^2	non rech.	5,4	0,520									»	5,5
14	Renfrew (Ont. Canada)	»	0	2,4	2,000									»	2,5

1. Les numéros 3, 4, 6, 14 ont été acquis chez le Dott. Krantz de Bonn. Les numéros 2, 3, 7 ont été donnés par M. le Prof. Lacroix de Paris. Les numéros 1, 9, 10, 11, 12, 13 ont été donnés par M. le Prof. E. Scacchi de Naples. Le numéro 8 lui donne par MM. E. Scacchi et C. Rossi de Naples.

2. La portion volatile a une radioactivité de 62×10^{-5} U. I. pour les rayons β et γ, et de 238 × 10^{-5} U. I. pour les rayons α, β et γ. Redistillée elle donne une portion plus volatile dont la radioactivité est de 6580×10^{-5} U. I. pour les rayons α, β et γ.

démonstration qu'elle n'est pas due au Radium, mais à l'activité induite du Radium à évolution lente, c'est-à-dire au Radium D, au Radium E, et au Radium F. (Polonium).

La particularité que ce dernier présente, d'émettre seulement des particules α me semble en accord avec le manque d'Hélium dans ces minéraux, mais l'on peut raisonnablement penser que dans la cotunnite et dans la galène, l'Hélium, produit dans les transformations atomiques, n'a pas eu le temps de s'accumuler au moins en quantité suffisante pour être décelé avec les instruments que j'ai construits, quoiqu'ils en révèlent, comme je le démontrerai, des quantités très petites (36 millièmes de mm^3).

J'ai donc voulu approfondir l'étude de ces minéraux, qui, séparés par des méthodes convenables des laves sur lesquelles ils se trouvent déposés, et amenés à un état de pureté suffisante, montrèrent une radioactivité variable dans les différents échantillons, mais toujours plus forte que celle que MM. Zambonini et Rossi ont rencontrée.

J'ai voulu faire l'examen aussi de la galène (accompagnée de blende) contenue dans les blocs erratiques du Monte Somma, géologiquement plus ancienne, laquelle me fut gracieusement donnée par mon collègue Scacchi, mais je n'y trouvai trace de radioactivité, et pas même d'Hélium, qui, selon les idées de Strutt, étant donnée la nature cristalline du minéral aurait pu y être retenu s'il se fût formé à partir d'un élément radioactif, à présent disparu.

Avec ces deux minéraux, mais surtout avec la galène, j'ai fait d'autres essais que je rapporterai ensuite. Je me réserve l'étude de ce dernier minéral et des autres qui l'accompagnèrent dans la même éruption, comme la pyrite et le réalgar, reparus après l'éruption de 1822.

J'ajoute que j'étendrai mes recherches aussi à la pseudocotunnite, à la linarite et à l'anglésite, qui se sont produits en petite quantité dans l'avant dernière grande conflagration vésuvienne, c'est-à-dire vers 1872.

Dans le tableau ci-contre j'ai réuni toutes les données relatives aux minéraux que je viens d'examiner, en ajoutant aussi un essai fait sur la titanite d'*Ischia*; il ne m'a pas été possible d'avoir celle contenue dans les sanidinites du Monte Somma, dans lesquelles elle est encore plus rare que dans le zircon.

Cette titanite-là est radioactive, mais dans la petite quantité que j'ai reçue de M. Scacchi (520 mgr.), je n'ai pas pu rencontrer l'Hélium d'une façon aussi sûre que dans la titanite de Renfrew et dans d'autres titanites dont je parlerai une autre fois.

Manuscrit reçu le 20 mai 1910.

ANALYSES

Radioactivité

Sur le parcours des projections radioactives. Louis Wertenstein. *C. R.*, **150** (1910) 952-955.

La projection d'une matière radioactive par sa substance mère est un phénomène qui accompagne toutes les transformations radioactives où les particules α sont émises, ainsi que l'ont montré Hahn et Lise Meitner[1]. Ce phénomène résulte probablement du fait de l'impulsion de recul subie par l'atome radioactif lors de l'émission d'une particule α. Pour le cas particulier des transformations de la série du radium, les expériences de Russ et Makower[2], faites dans le vide, ont montré qu'il s'agit bien là d'une projection, car le chemin des particules est rectiligne.

On sait que les particules α possèdent la propriété de se propager en ligne droite sensiblement jusqu'au point où elles s'arrêtent en parcourant un chemin bien déterminé pour chaque espèce de particules α. Je me suis proposé de chercher, en me bornant au cas de la projection du radium B par le radium A, si la projection ne présente pas un caractère analogue; si, en d'autres termes, les particules projetées n'auraient pas un parcours bien déterminé.

Les expériences de Debierne[3] ont déjà montré que le parcours, s'il y en avait un, était sûrement inférieur à 1^{mm}, à la pression atmosphérique. En opérant sous des pressions plus basses, l'auteur a pu se convaincre de l'existence d'un parcours défini et mesurer sa grandeur.

Une lame posée en face d'une autre lame, portant du radium A, reçoit, pendant la période de transformation de ce dernier, une certaine quantité de radium B. Cette activation peut être due soit à la projection directe, soit à la diffusion et à l'attraction électrique des particules émises et arrêtées par le gaz. L'auteur a cherché à éliminer ces derniers effets. Pour cela il a profité du fait que le radium B projeté se comporte comme un corps chargé positivement. Une forte électrisation de même sens de la lame à étudier devrait donc en écarter toutes les particules qui n'arrivent pas avec une vitesse suffisante.

Voici maintenant en quoi consistaient les expériences.

Un disque de laiton de 25 mm de diamètre était activé pendant 6 minutes par l'émanation du radium. On le retirait au temps appelé zéro. On le chauffait pendant 10 secondes dans l'air chaud de la flamme d'un Bunsen. On mesurait son activité au temps 1^m15^s. Au temps 2^m50^s le disque était transporté dans une petite cloche, où était fixé un autre disque à distances variables du premier. La communication avec un grand réservoir vide permettait d'atteindre rapidement des pressions voulues. Un champ électrique fort était établi entre deux disques dans le sens indiqué plus haut. Au temps 8^m50^s on ouvrait la cloche, en enlevait avec précaution les deux disques et l'on mesurait leur activité.

L'auteur a cherché à déterminer comment variait, sous différentes pressions, l'activité reçue par le deuxième disque, en fonction de sa distance au premier disque.

Les courbes de cette activité peuvent être identifiées avec celle du radium B. Dans le tableau ci-dessous sont représentés les rapports de l'ordonnée maximum de la courbe à l'activité du premier disque, mesurée au temps 1^m15^s. On vérifiait que cette activité était sensiblement proportionnelle à la quantité du radium A effectivement présente sur le premier disque, en mesurant à nouveau son activité au temps 30 minutes.

Voici les résultats obtenus :

Pression 15^{mm}.

Distance en millimètres	0	2	3	4	5	6	7
Activité relative en millièmes	8,7	6,2	4,1	2,8	1,8	0,15	très faible

Pression 20^{mm}.

Distance en millimètres	0	2	3	4	5
Activité relative en millièmes	8,7	4,7	2,2	0,9	très faible

Pression 26^{mm}.

Distance en millimètres	0	2	3	4
Activité relative	8,7	3,5	1,3	0

Distance constante 2^{mm}.

Pression en millimètres	0	15	20	26	36	54
Activité relative	8,7	6,2	4,7	3,5	1,8	0

Les nombres indiqués sont des moyennes d'un grand nombre d'expériences, qui pour chaque cas présentent toutefois, surtout à grande distance, des écarts assez sensibles que l'auteur espère pouvoir expliquer bientôt.

Les quatre séries de mesures ont été faites en employant des différences de potentiel comprises entre 20 et 170 volts. La variation du potentiel s'est montrée sans influence sur les résultats.

Les nombres correspondant à la distance zéro ou à une pression nulle représentent l'activité relative totale pouvant être recueillie par projection. Pour déterminer celle-ci on renversait le champ. Dans ces conditions, le deuxième disque recevait non seulement les particules venant le frapper directement, mais aussi les particules arrêtées par l'air.

Les nombres obtenus représentés graphiquement donnent des droites. Les trois premières coupent l'axe des abscisses respectivement aux distances de $6^{mm},2$; $4^{mm},3$; $3^{mm},5$. La quatrième coupe l'axe des abscisses à une distance qui correspond à une pression de 45^{mm} (les activités sont les ordonnées).

Ces résultats s'interprètent le plus simplement en supposant que les particules du radium B projeté ont un parcours bien déterminé, et que ce parcours est représenté pour chaque pression par la distance où la droite coupe l'axe des abscisses, et qu'il est égal à 2^{mm} sous la pression de 45^{mm}.

En effet, si nous décrivons un hémisphère de rayon égal au parcours présumé, et si nous faisons l'hypothèse que la projection par une source placée au centre est la même dans tous les sens, une lame coupant la sphère recevra une quantité de radium B, proportionnelle à la surface et par conséquent à la hauteur du segment.

On obtiendrait ainsi pour le produit du parcours par la pression les nombres 81, 88, 90, 90.

1. *Verhandlungen d. Phys. Ges.*, **11** (1909), 55-62.
2. *Le Radium*, **6** (1909), 182-186.
3. *Le Radium*, **7** (1910).

D'où résulterait que le parcours est inversement proportionnel à la pression.

Il semble donc que pareillement aux particules α, les particules d'activité projetée vont en ligne droite jusqu'au point où elles s'arrêtent, ou que tout au moins la région, où au régime ordonné des vitesses de projection succède le régime désordonné des vitesses de diffusion, est relativement très peu importante.

Il résulterait de ces expériences une valeur de $0^{mm},1$ pour le parcours à la pression normale, ce qui correspond à une pénétrabilité 400 fois plus faible que celle des rayons α du radium A. Ainsi les feuilles en or battu de $0\mu,08$ arrêtent complètement les particules. Des essais sont en train pour préparer des membranes solides pouvant être traversées par les particules et aussi pour déterminer le parcours avec une précision plus grande.

Remarque. — Le rapport de l'activité projetée à celle qui devrait être projetée théoriquement, si l'on admettait que la projection doit avoir lieu pour chaque atome de radium A transformé, varie entre 75 et 80 pour 100. Pour déterminer ce nombre, on activait le premier disque pendant un temps très court de 15 à 30 secondes, de manière à n'avoir que du radium A. Du rapport de l'activité projetée à celle qui reste sur le premier disque on peut déduire, par un calcul facile, le nombre cherché.

Contribution à l'étude du passage des rayons β à travers la matière. — H.-W. Schmidt (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 262-273). — Ce travail est l'extension aux substances composées des lois d'absorption établies précédemment par l'auteur dans le cas des éléments. Rappelons que dans ce dernier cas, la théorie de M. Schmidt l'a conduit aux deux formules suivantes :

$$\frac{p}{D} = \sqrt{\frac{\alpha}{D}}\left(\frac{\alpha}{D} + \frac{25}{D}\right)$$

$$p = \frac{1}{\beta}\left(\alpha + \beta - \sqrt{\alpha(\alpha + 25)}\right)$$

μ désigne ici le coefficient d'absorption expérimental, p désigne « l'énergie réfléchie maximum », D la densité de la substance absorbante.

L'intérêt de ces formules est qu'elles ne font dépendre les phénomènes d'absorption et de diffusion des rayons β par la matière que de deux *constantes universelles* c_1 et c_2 et du poids atomique A, car M. Schmidt a établi expérimentalement les relations très simples :

$$\alpha = C_1 . N\sqrt{A^2}$$
$$\beta = C_2 . N A^2$$

Pour étendre ces résultats au cas des substances composées, M. Schmidt a dû se donner *a priori* une loi d'additivité pour les paramètres α et β. Il admet qu'on peut écrire, pour une substance de poids moléculaire $X_a\, Y_b\, Z_c \ldots$ les formules :

$$\alpha = C_1 N(a\sqrt{A^2_x} + b\sqrt{A^2_y} + c\sqrt{A^2_z} + \ldots)$$
$$\beta = C_2 N(a A^2_x + b A^2_y + c A^2_z + \ldots)$$

On peut alors calculer *a priori* les valeurs de α pour les différents composés de formule connue, par exemple pour certains carbures et leurs produits de substitution. Le résultat du calcul coïncide très bien avec les nombres expérimentaux, si l'on tient compte des faibles écarts pouvant tenir au dispositif de mesure. Il y a aussi un accord suffisant entre les nombres calculés par M. Schmidt pour la constante p et les nombres expérimentaux trouvés par Allen. Ce double accord est une forte présomption en faveur des hypothèses qui sont à la base de la présente théorie, hypothèses d'après lesquelles l'absorption de la matière pour une espèce bien définie de rayons β ne dépendrait que du poids atomique. Léon Bloch.

Sur un moyen de décider expérimentalement de la nature des rayons γ. — E. v. Schweidler (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 225-227). — Il s'agit de décider entre la théorie ondulatoire et la théorie corpusculaire du rayonnement γ. L'auteur pense qu'on pourrait tenter des expériences de numération des rayons γ propres à éclaircir la question. Il serait également possible d'arriver au but par le calcul des écarts à la loi des transformations radioactives. Léon Bloch.

Décomposition chimique de l'eau par les rayons α du polonium. — K. Bergwitz. (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 275-275). — On sait que le radium et son émanation décomposent l'eau avec formation d'hydrogène et d'oxygène. Mais la proportion d'oxygène trouvé est toujours un peu inférieure à celle qui correspond à l'hydrogène. L'auteur a repris des déterminations de ce genre en employant une préparation de polonium extrêmement intense, dégageant beaucoup d'ozone, et présentant une action assez forte sur l'écran phosphorescent pour permettre une détermination immédiate du parcours des rayons α dans l'air (5,8 cm). Deux expériences, l'une de 240 heures, l'autre de 96 heures, ont donné pour le rapport O : H les valeurs 1 2,5 et 1 2,1. L'oxygène manquant a peut-être servi à oxyder un peu de cuivre ; on n'a pas décelé d'eau oxygénée. Prenant comme base le volume d'hydrogène dégagé dans la première expérience (0,5912 cm³), et connaissant la chaleur de formation du gaz tonnant, on peut calculer le nombre de particules α dont l'énergie a été employée à la dissociation (chaque particule possède comme on sait une énergie de $3,624.10^{-6}$ erg). On calcule ensuite, aisément, en se servant de la constante de temps du polonium ($\lambda = 5,6.10^{-8}$) le nombre de molécules et par suite le poids du polonium présent. On trouve $p = 0,0002$ mg. Une telle masse active devrait donner un courant de saturation de $5,5.10^{-7}$ ampère. On a cherché expérimentalement à mesurer en valeur absolue le courant de saturation, qui a été trouvé égal à $5,5.10^{-6}$ ampère. On voit qu'il est 10 fois plus fort que le courant calculé dans l'hypothèse où toute l'énergie du polonium serait employée en travail chimique. Ce résultat n'a rien qui doive surprendre. On sait qu'une grande partie de l'énergie des substances radioactives se transforme en chaleur. Mme Curie et Debierne sont arrivés récemment à des résultats tout à fait compatibles avec les précédents. Léon Bloch.

Électronique

Sur la trajectoire parcourue par un électron autour d'un ion positif dans le champ magnétique. — A. Righi (*Acad. des Sciences de Belgique*, 1909). — Calcul complet du mouvement de l'électron dans un champ magnétique autour d'un centre positif. Indication de quelques applications de ce calcul à la théorie du phénomène de Zeeman et à celle des rayons magnétiques. Léon Bloch.

Les équations explicites de la trajectoire d'un corpuscule électrique dans le champ d'un seul pôle magnétique. — Carl Störmer (*Mathem. Nature. klasse* 1909) n° 5). — M. Störmer a trouvé par considérations purement géométriques, les équations explicites

de la trajectoire d'un corpuscule négatif se mouvant dans le champ d'un seul pôle magnétique Sud, c'est-à-dire les formules de coordonnées d'un point de la trajectoire comme fonctions d'un paramètre et répondant à des conditions initiales données. L'auteur a utilisé à cet effet le résultat de Poincaré, à savoir que la trajectoire est une ligne géodésique sur un certain cône de révolution ayant son sommet au pôle, il donne le résultat et le vérifie par un calcul direct.

G. Danne.

Sur l'absorption des rayons cathodiques par les gaz. — H. Baerwald. — (Mémoire préliminaire) (*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, **12** (1910) 159-171). — Les travaux exécutés antérieurement sur cette question, par Lénard[1] et Becker[2], ont conduit à la loi de proportionnalité entre le coefficient d'absorption et la masse absorbante. Ils concordent si l'on considère ces coefficients rapportés à celui de l'air pris pour unité, mais leur valeur absolue est incertaine par suite d'une divergence du simple au double sur celui de l'air.

L'auteur propose une méthode qui permet d'obtenir directement le coefficient d'absorption d'un gaz en valeur absolue et qui est basée sur l'emploi des rayons secondaires produits par les rayons cathodiques. Il a besoin, pour cela, de l'hypothèse, d'ailleurs confirmée par l'expérience, que les intensités de ces deux sortes de rayons sont proportionnelles.

L'appareil employé (représenté fig. 1) consiste en un tube à rayons cathodiques muni d'une fenêtre d'aluminium F, derrière laquelle se trouve l'enceinte où l'on introduit le gaz à étudier. Deux sondes, situées sur des directions symétriques, mais à des distances différentes de F, pénètrent dans cette enceinte : elles sont réalisés par deux condensateurs cylindriques, munis eux aussi de fenêtres d'aluminium à leurs bases tournées vers F, et communiquant avec l'extérieur. C'est dans ces deux condensateurs que les rayons cathodiques après avoir traversé F, produisent les rayons secondaires qui permettent de les mesurer.

Les électrodes intérieures étaient mises en communication avec deux électromètres à quadrants et les électrodes extérieures étaient portées à un potentiel de + 100 volts. — Le coefficient d'absorption du gaz a_0 pour une pression de 1 mm. de Hg. est donné par l'équation :

$$a_0 = \frac{\log Q_p - \log Q_{p'}}{(v_2 - v_1)(p - p')\log e} \qquad \text{on suppose } p' < p$$

v_2 et v_1 sont les distances des deux sondes à la fenêtres F. Q_p et $Q_{p'}$ sont les rapports des ionisations produites dans les deux sondes, quand les pressions du gaz étudié sont respectivement égales à p et à p'.

Pour obtenir des rayons cathodiques de vitesse bien constante, l'auteur employait une bobine d'induction et mettait en parallèle avec le tube à rayons cathodiques, un micromètre à étincelles réglé de façon que la décharge passe en partie par le micromètre, en partie par le tube.

De l'équation précédente il résulte que les courbes $\log Q_p = f(p)$ doivent être droites ; l'expérience vérifie bien cette prévision, sauf pour les pressions très faibles ou très fortes, et ces divergences sont attribuées par l'auteur à la diffusion des rayons cathodiques et à des perturbations produites par la présence simultanée des deux sondes. Des expériences, dans lesquelles les positions des sondes sont

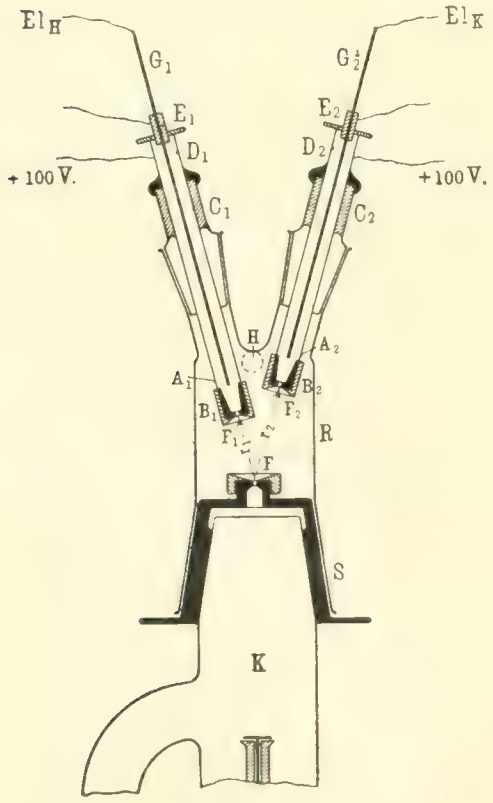


Fig. 1.

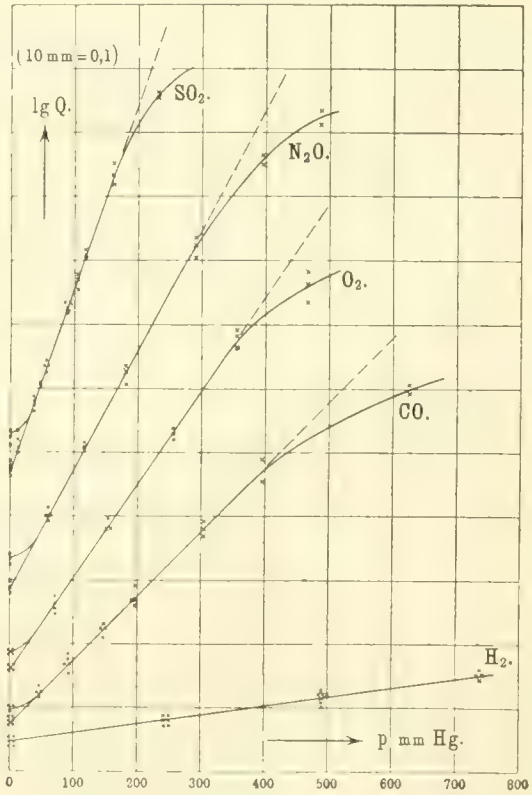


Fig. 2.

1. P. Lénard, *Wied. Ann.*, **56** (1895) 255.
2. A. Becker, *Ann. d. Phys.*, IV-**17** (1905) 581.

modifiées confirment cette manière de voir. Quoi qu'il en soit, c'est le coefficicient angulaire des portions rectilignes qui est pris pour a_0.

Les courbes de la fig. 2 sont complétées par des tableaux contenant les nombres obtenus dans de nombreuses séries d'expériences pour les gaz étudiés.

Les résultats définitifs sont rassemblés dans le tableau ci-joint, dans lequel l'auteur a rappelé les nombres obtenus par Becker ; on y trouve aussi les valeurs de $\frac{D-1}{M}$, D étant la constante diélectrique des gaz et M leur poids moléculaire. Les divergences observées viennent de ce que Becker a mesuré D par la méthode de Boltzmann, alors que l'auteur l'a déduite, par le calcul, de la loi de Maxwell ; d'ailleurs ces différences ne sont importantes que pour les gaz facilement liquéfiables, et pour ceux-ci la méthode de Boltzmann n'est pas applicable. J. Danysz.

Gaz	Becker			Baerwald		
	a_0	$\frac{a_0}{M_{200}}$	$\frac{D-1}{M}$	a_0	$\frac{a_0}{M_{180}}$	$\frac{D-1}{M}$
Air	0,002 78	0,000 103	0,000 020 4	0,002 91	0,000 107	0,000 020 4
H_2	0,000 537	0,000 178	0,000 132	0,000 527	0,000 174	0,000 120
N_2	0,002 78	0,000 106	—	0,002 76	0,000 105	0,000 021 5
O_2	0,002 85	0,000 096	—	0,003 58	0,000 112	0,000 017 0
N_2O	—	—	—	0,004 35	0,000 105	0,000 025 4
CO	—	—	—	0,002 53	0,000 089	0,000 025 9
CO_2	0,004 23	0,000 103	0,000 022 1	0,004 29	0,000 104	0,000 020 6
SO_2	0,006 22	0,000 104	0,000 058 2	0,006 65	0,000 111	0,000 021 4

Radiations

Sur la théorie du rayonnement. — **M. Planck** (*Ann. d. Phys.*, **31** (1910) 758-768). — La formule du rayonnement noir donnée par Planck représente très bien les faits expérimentaux. Elle a passé jusqu'à ces derniers temps pour très satisfaisante aussi au point de vue théorique. C'est Jeans qui l'a critiquée le premier, en montrant que la théorie électromagnétique, combinée avec les principes du calcul des probabilités, conduit à une formule plus simple, ne s'identifiant avec celle de Planck que pour les grandes longueurs d'onde. Il était important de connaître l'opinion de Planck sur les difficultés soulevées par ce désaccord.

Si l'on accorde à Jeans les équations de Hamilton et les principes de la théorie cinétique, on arrive nécessairement à sa formule. Mais cette formule présente deux défauts : 1° si elle est valable pour toute longueur d'onde, elle conduit à assigner au corps noir, quelle que soit la température, une énergie totale infinie, ce qui équivaut à nier qu'un équilibre véritablement stable soit possible dans une enceinte fermée ; 2° la formule de Jeans est contredite par l'expérience.

Il faut donc changer quelque chose aux hypothèses de Jeans. Sa formule contient une seule constante seulement, alors que celle de Planck contient deux constantes universelles. Ceci indique que la théorie de Jeans méconnaît le caractère discontinu de certains phénomènes élémentaires, qu'elle traite à tort comme continus. Différentes raisons militent en faveur de l'introduction d'une nouvelle constante h représentant l'unité élémentaire d'énergie émise par l'oscillateur de fréquence unité. Mais alors, il faut renoncer aux équations d'Hamilton, qui supposent essentiellement la continuité des phénomèmes. Ceci d'ailleurs ne nous oblige pas à renoncer au principe de la moindre action, qui est à la base de ces équations.

A la place des équations d'Hamilton, il convient de substituer la conception de Planck-Einstein, c'est-à-dire l'émission discontinue de l'énergie. Remarquons d'ailleurs que cette discontinuité d'émission est nécessitée par la théorie électromagnétique elle-même, si on admet avec celle-ci que le rayonnement est produit par les accélérations irrégulières des électrons. Si les vitesses des électrons se modifient suivant des lois statiques, les ondes d'accélération émises doivent, elles aussi, suivre les mêmes lois, c'est-à-dire osciller autant d'intensités moyennes avec des écarts fortuits. C'est ce qu'a montré Einstein.

En somme, le point attaquable de la théorie de Jeans est l'application de la loi de l'équipartition de l'énergie aux vibrations de l'éther. Outre que les vibrations sont en nombre infini, ce qui rend délicat l'emploi du calcul des probabilités, il est douteux que l'idée même de vibration, avec la continuité qu'elle implique, soit conforme au mécanisme élémentaire des phénomènes. Celui-ci semble plutôt réglé par des lois d'émission discontinue qui prennent pour nous une apparence continue par un effet de moyennes. Léon Bloch.

Sur le caractère électrique des sources de lumière. — **T. P. Irving** (*Phys. Rev.*, **29** (1909) 243-257). — On sait qu'il existe une grande diversité d'opinions (Lenard, Fredenhagen, Stark, J. J. Thomson), sur la nature des centres qui émettent les radiations lumineuses dans les flammes. L'auteur a voulu apporter une contribution à l'étude de cette question controversée. Le dispositif qu'il a employé est le suivant. Le gaz d'éclairage arrivant par le tube *e* (fig. 1) se mélange dans le tube de laiton *a* avec de l'air chargé de vapeur saline dans la cornue *d* ; si l'on enflamme le mélange gazeux à la sortie du tube *a* on constate que la flamme se décompose en deux parties brûlant, l'une à l'intérieur du tube de verre *b*, présentant un orifice étranglé, et l'autre à l'extérieur de ce tube ; la première partie est ce que l'auteur appelle le cône intérieur ou « carbon-cône » et la deuxième forme à l'extérieur un cône très bien défini (tube *a* long. 22 cm, diam. 1,4 cm ; tube *b* long. 15 cm, diam. 5,1, diam. de l'ouverture supérieure 3 cm ; la distance des orifices n'est pas indiquée). Chacun de ces cônes brûle entre deux plateaux entre lesquels on établit une différence de potentiel élevée (50 000 v.) ; l'auteur n'indique pas la distance de ces plateaux, de sorte que le champ électrique reste indéterminé. Il a examiné : 1° l'influence du champ sur la forme des deux parties de la flamme ; 2° les caractères

spectroscopiques de ces deux parties. Les résultats obtenus sont les suivants :

1° Cône intérieur. Quand on établit le champ entre les électrodes intérieures, le cône est toujours dévié vers

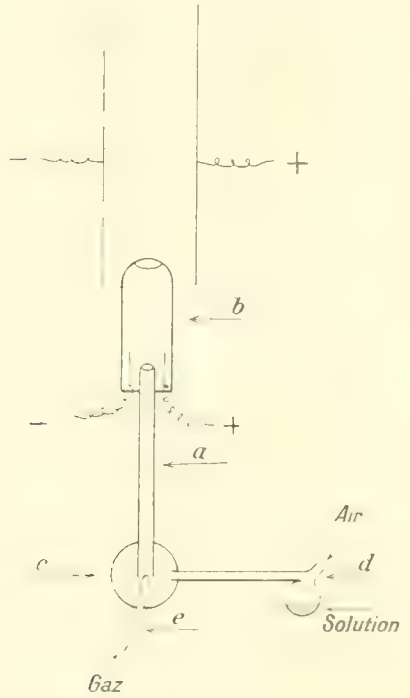


Fig. 1.

l'électrode négative, ce cône est donc chargé positivement.

2° Cône extérieur. Si l'on ne met pas de sel dans la flamme, le champ établi entre les électrodes extérieures ne produit sur ce cône aucune déviation. L'auteur le considère donc comme neutre. Si l'on y introduit du sel il y a une déviation vers l'électrode négative; avec les chlorures de la première série de Mendéleef (alcalins) cette déviation, à peu près nulle pour le chlorure de lithium, augmente régulièrement avec le poids atomique du métal. Pour la 2ᵉ série de Mendéleeff, cette remarque ne s'applique pas. La déviation est surtout grande pour $BaCl^2$, $MgCl^2$ et $CaCl^2$. La luminosité dans la flamme se déplace plus que la flamme elle-même vers l'électrode négative.

3° Quand on introduit le sel dans le courant gazeux, il apparaît une flamme colorée d'une dizaine de centimètres au-dessus du cône intérieur. Cette flamme est toujours attirée par l'électrode négative et sa déviation est la même, quel que soit le sel étudié. Dès qu'elle vient en contact avec le cône supérieur neutre, celui-ci est fortement repoussé par l'électrode positive. Cette flamme est donc chargée positivement.

4° Quand on charge le tube de laiton positivement et le tube de verre négativement, le cône intérieur est repoussé et ne commence qu'à une certaine hauteur au-dessus de l'orifice; si du sel est introduit par le procédé ordinaire, on constate que la flamme ne se colore pas; mais si, en réglant convenablement la pression du gaz, on amène le cône intérieur à toucher l'orifice de laiton, au moins par un point, il se produit une traînée lumineuse à partir de ce point.

Outre les déviations vers l'électrode négative dont il a été question, il se produit aussi, dans le cône extérieur, une sorte de faible aigrette vers l'électrode positive.

Quant à l'examen spectroscopique, on constate que : 1° le cône extérieur et la flamme qui surmonte le cône intérieur quand on introduit un sel émettent l'un et l'autre les séries principales pour NaCl, LiCl, KCl, $SrCl^2$ et $BaCl^2$; 2° la flamme intérieure donne deux raies de la première série secondaire de NaCl; le cône intérieur donne le spectre de bandes du carbone.

Le résultat le plus net que l'auteur dégage de ses expériences, c'est que le caractère électrique de la flamme n'a pas d'importance pour l'émission des séries principales puisqu'elle se produit aussi bien dans des flammes neutres que fortement positives (cas de Li), mais que les séries secondaires ne peuvent prendre naissance que si la flamme est fortement positive (cas de NaCl).

Quant aux explications données de ces phénomènes, elles sont plus abondantes que précises et claires.

L. Dunoyer.

Émission de la lumière et son excitation. — P. Lenard (*Ann. d. Phys.*, 31 (1910) 642-685). — M. Lenard a déjà fait connaître dans des mémoires importants les principaux résultats qu'il a obtenus dans l'étude de la phosphorescence des sulfures alcalino-terreux. Le présent travail est relatif à la même question. Les progrès réalisés dans le dispositif expérimental ont permis d'établir plus nettement ou plus complètemant les lois fondamentales de la phosphorescence.

M. Lenard appelle « répartition d'excitation » la loi suivant laquelle varie l'intensité *d'une bande de phosphorescence déterminee* en fonction de la longueur d'onde excitatrice. Le maximum de la courbe de répartition correspond au maximum de l'effet de résonance pour la bande en question.

Les différentes bandes de phosphorescence d'un même sulfure se comportent très différemment les unes des autres. Certaines bandes sont *momentanées* (*m*), c'est-à-dire apparaissent et disparaissent très rapidement ; d'autres sont *durables* (*d*), c'est-à-dire à apparition et disparition lente. A ces deux catégories, déjà signalées par lui autrefois, M. Lenard en ajoute une troisième, les bandes *ultraviolettes* (*u*), qui sont d'une durée moyenne, d'autant plus courte qu'on se rapproche davantage du violet. Ces dernières bandes semblent beaucoup plus voisines des bandes *d* que des bandes *m*, lesquelles se comportent d'une tout autre manière.

En étudiant les « répartitions d'excitation » de ces différentes bandes, M. Lenard arrive à la conclusion que les intensités maxima de chaque bande *d* prise isolément, comme aussi les maxima de *m* et de *u*, varient d'une manière tout à fait indépendante (quand on fait varier les conditions physiques ou les conditions de préparation des sulfures). Ceci semble indiquer que les centres d'émission correspondants sont distincts. A cet égard, le sulfure de zinc se comporte comme les sulfures alcalino-terreux. Il faut le considérer lui aussi comme une solution solide contenant des traces d'un métal étranger (cuivre, manganèse, etc.) dilué dans la masse du sulfure.

Les différentes bandes de phosphorescence paraissent se correspondre lorsqu'on passe d'un sulfure à l'autre. Ainsi les bandes désignées précédemment par M. Lenard sous le nom de bandes α présentent des analogies lorsqu'on passe du sulfure de calcium au sulfure de strontium, de barvum, de zinc (le métal actif étant toujours le cuivre). M. Lenard cherche à établir des corrélations entre la position relative de ces bandes et la variation correspondante de la constante diélectrique lorsqu'on passe d'un sulfure à l'autre. Il pense qu'il existe une corrélation de ce genre, alors qu'on ne peut mettre en évidence rien de semblable en ce qui concerne les bandes d'émission. Celles-ci ne semblent pas

affectées par le pouvoir inducteur spécifique du sulfure pris en masse, à la différence des bandes de phosphorescence. M. Lenard en conclut, d'une manière peut-être un peu rapide, à l'existence dans les atomes métalliques de *deux* espèces d'électrons bien distincts, les *électrons d'émission* et les *électrons de phosphorescence*.

L'effet de la température est bien différent sur les bandes momentanées et sur les bandes durables. Quand la température s'élève, chaque bande passe par trois états successifs, l'état momentané inférieur (froid), l'état durable, et l'état momentané supérieur (chaud). A froid, il y a surtout emmagasinement d'énergie sans dégagement durable; quand la température s'élève, il y a emmagasinement et dégagement durable à la fois; à chaud, il n'y a plus ni l'un ni l'autre. Le dégagement momentané existe dans les trois états. Les bandes ultraviolettes disparaissent, quand la température s'élève, à peu près en même temps que les bandes durables; elles semblent de même nature. Les bandes momentanées semblent de véritables bandes de fluorescence. Quand la température s'élève, les maxima des bandes durables s'élargissent et se déplacent un peu.

Ce mémoire se termine par une partie théorique. M. Lenard essaye d'imaginer une constitution de l'atome qui rende compte des différentes particularités présentées par les sulfures phosphorescents. Il est inutile de dire que cette construction ne peut se faire qu'au moyen d'hypothèses accumulées. Nous préférons renvoyer le lecteur à l'étude du texte original, où il se rendra compte du vague extrême où en sont encore nos connaissances dans ce domaine.

Léon Bloch.

Recherches sur les radiations de grande longueur d'onde. — **H. Rubens** et **H. Hollnagel** (*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, **12** (1910), 85-98). — Les méthodes d'étude des radiations de grande longueur d'onde basées sur l'emploi de spectroscopes ou de réseaux n'utilisent qu'une très faible partie de l'énergie des rayons; il en résulte de nombreux inconvénients, en particulier le peu de précision des mesures. Une nouvelle méthode, interférentielle, imaginée par les auteurs, a permis non seulement d'atteindre une plus grande précision, mais aussi d'entrer dans des régions encore inconnues du spectre infra-rouge.

La partie essentielle de l'appareil employé, celle qui produit les interférences, consiste en une lame d'air limitée par deux lames minces de quartz maintenues bien parallèles; l'une de ces lames est fixe, l'autre peut être déplacée au moyen d'une machine à diviser : on pouvait ainsi mesurer une variation d'épaisseur de la couche d'air de 5,23 μ. Le reste de l'appareil se compose :

1° De la source lumineuse (manchon Auer);

2° D'un système de miroirs plans, faits en substance convenable et destinés à produire les rayons, dits restants, de grande longueur d'onde;

3° D'un microradiomètre qui reçoit les radiations;

4° De miroirs qui font passer les rayons issus de la source dans l'appareil interférentiel, puis dans le système de miroirs plans, et les amènent au microradiomètre.

Les auteurs ont ainsi étudié les rayons restants provenant de multiples réflexions sur quatre substances : le sel gemme, la sylvine, le bromure de potassium, l'iodure de potassium; ils ont eu de grandes difficultés pratiques à confectionner de bons miroirs au moyen des deux dernières substances.

L'expérience consiste à observer les indications du microradiomètre pour des épaisseurs croissantes de la couche d'air de l'appareil interférentiel. En portant les premières en ordonnées et les deuxièmes en abscisses, les auteurs ont obtenu des courbes rappelant celles que donneraient les battements produits par deux vibrations amorties de périodes voisines. Dans chacun des quatre cas étudiés, les rayons restants consistaient en 2 radiations, de longueurs d'ondes très voisines, mais d'intensités différentes, de sorte que les oscillations des quatre courbes passaient par des maxima et des minima, mais ne s'annulaient jamais complètement. Le simple aspect de la courbe permettait de décider si la radiation la plus intense possédait la longueur d'onde la plus grande ou la plus petite; d'autre part la détermination de la distance A entre les maxima de deux oscillations maxima successives et du nombre n d'oscillations simples contenues dans cet intervalle permet de calculer la longueur d'onde λ, de la radiation la plus intense par la relation :

$$n\lambda_1 = A.$$

La longueur d'onde λ_2 de la radiation la plus faible est alors donnée par la première ou la deuxième des deux relations

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1 n}{n+2} \quad \text{ou} \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_1 n}{n-2}$$

suivant que $\lambda_2 < \lambda_1$ ou $\lambda_2 > \lambda_1$.

Les auteurs ont encore utilisé leurs courbes pour évaluer la répartition de l'énergie entre les deux radiations λ_1 et λ_2. Ils ont employé pour cela la formule,

$$\varphi_\lambda = \varphi_1 \frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 + 4\pi^2 \Delta^2} \quad \text{ou} \quad \varphi_\lambda = \varphi_1 \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_1}$$

et où φ_1 γ_1 λ_1 doivent être remplacés par φ_2 γ_2 λ_2 si l'on considère la 2e radiation. Cette équation exprime l'énergie φ_λ mise en jeu dans un résonateur accordé pour la longueur d'onde λ quand il reçoit une radiation de longueur d'onde λ_1, d'énergie φ_1 et de decrément logarithmique γ_1.

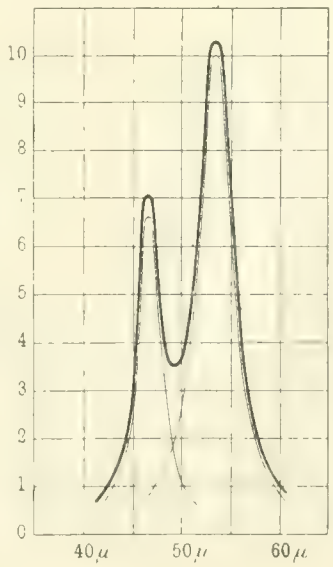


Fig. 1.

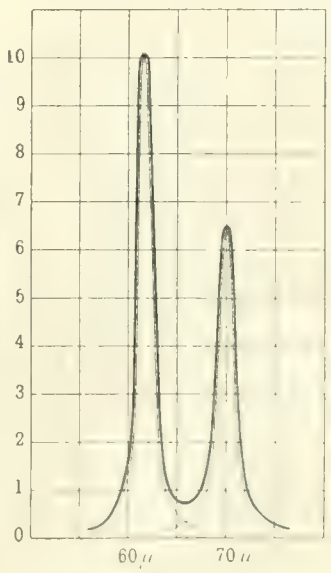


Fig. 2.

Les constantes γ_1 et γ_2 peuvent être tirées des courbes d'interférence et φ_λ peut être ainsi calculé : il a été ainsi obtenu des courbes caractéristiques pour le sel gemme,

la sylvine et le bromure de potassium, celle de l'iodure de potassium n'a pu être tracée à cause de la faiblesse de l'énergie mise en jeu. Nous ne reproduisons ici que les courbes relatives au sel gemme et à la sylvine, les deux autres lui étant analogues. Les résultats numériques de cette étude sont donnés dans le tableau ci-contre :

Rayons restants de	Longueurs d'onde λ_1	λ_2	λ_0	γ_1	γ_2	$\frac{\gamma_2}{\gamma_1}$	Poids moléculaire
Sel gemme	55,6 μ	46,9 μ	51,7 μ	0,25	0,20	0,66	58,5
Sylvine	62,0	70,5	65,4	0,074	0,084	0,65	74,6
Bromure de potassium	86,5	75,6	82,3	0,18	0,16	0,74	119,0
Iodure de potassium	—	—	96,7	—	—	—	166,0

Dans ce tableau λ_0 représente une valeur moyenne de λ_1 et λ_2 tirée de la distance de deux maxima ou minima voisins situés au début de la courbe d'interférence.

Les rayons restants du sel gemme et de la sylvine étaient déjà connus, mais ceux du bromure et de l'iodure de potassium sont nouveaux et leur étude constitue un pas en avant dans une région du spectre encore inconnue. Les auteurs ont étudié leur absorption par diverses substances et le résultat de cette recherche se trouve dans le tableau ci-dessous :

Matière	Épaisseur d en mm.	Pourcentage de l'énergie transmise D — Rayons restants du bromure de potassium	Rayons restants de l'iodure de potassium
Quartz	0,60	64,9	—
	2,00	47,6	59,2
»	3,05	59,2	—
»	4,05	51,4	50,4
Paraffine	2,90	47,6	54,5
Mica	0,02	51,7	25,0
Caoutchouc	0,40	50,5	45,0
Eau	0,0026	77,3	—
Fluorine	3,48	0	0
Sel gemme	3,00	0	0
Verre	2,20	0	0
Sylvine	4,10	0	0
Vapeur d'eau	400,00	58,7	55,0
Acide carbonique	400,00	100,0	—

Enfin les auteurs ont déterminé les pouvoirs réfléchissants par une méthode antérieurement exposée[1], les nombres obtenus sont réunis ci-dessous ; ils ne sont relatifs qu'aux rayons restants du bromure de potassium :

RAYONS RESTANTS DU BROMURE DE POTASSIUM

Substance	Pouvoir réfléchissant
Bromure de potassium	82,6 pour 100
Iodure de potassium	29,6 —
Sylvine	56,0 —
Sel gemme	25,8 —
Fluorine	19,7 —
Verre	14,0 —
Eau (t = 19°)	9,6 —

J. Danysz.

1. H. Rubens et L. Ladenburg, *Ber. der kgl. Preuss. Akad. d. Wissen.*, (1908) 178.

Recherches sur l'émission des gaz. — **Konen** et **W. Jungjohann** (*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, **12** (1910) 128-156). — I. Une première partie de ce mémoire est consacrée à l'examen critique de nos connaissances actuelles sur l'énergie et l'intensité des radiations émises par les gaz incandescents. Ce qui ressort surtout de cette étude, c'est l'infinie complexité de la question, le grand nombre de facteurs qui y interviennent et, finalement, son faible degré d'avancement. On y trouve d'abord quelques remarques sur l'emploi des méthodes bolométrique et photométrique ; vient ensuite l'examen des difficultés provenant de la nature même du spectre quand par exemple celui-ci est le résultat de la superposition d'un spectre de bandes et d'un spectre des lignes. Les auteurs s'occupent de l'application aux gaz de la loi de Kirchhoff et de l'hypothèse d'après laquelle les radiations proviendraient de centres incandescents, ils examinent le rôle des différentes variables déterminant le phénomène et en particulier celui de la température, enfin ils terminent par quelques considérations sur l'ionisation des gaz incandescents. Une importante bibliographie complète cette première partie.

II. — Dans la deuxième partie les auteurs décrivent un appareil pour spectres de gaz, particulièrement commode, qui permet d'opérer dans des conditions bien déter-

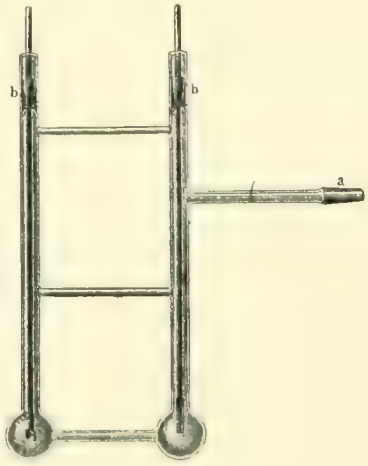


Fig. 1.

minées. Cet appareil (voir la fig. 1) se compose de deux tubes de 22 cm terminés par des ballons de 3 cm de diamètre, lesquels sont reliés par un tube capillaire de 2 mm de diamètre et 66 mm de long. Une tubulure latérale permet de faire le vide. Cette partie de l'appareil est en quartz. A l'intérieur des 2 tubes *b* sont fixées des tiges d'acier au nickel de 2 mm dont une se termine par un cylindre de diamètre plus grand et pouvant être en un métal déterminé, convenablement choisi, l'autre porte une petite plaque de platine. Ce tube a fonctionné au moyen d'une batterie d'accumulateurs de 420 éléments. La plaque

de platine était recouverte d'une couche très légère d'oxydes de calcium et de baryum obtenue en la plongeant dans une solution de nitrates de ces deux métaux, puis chauffant au rouge dans la flamme d'un bec Bunsen. Le tube fonctionnait donc tout à fait comme un tube de Wehnelt. A partir d'un courant de 0,7 ampère les oxydes de la cathode commencent à se volatiliser, mais leurs vapeurs s'arrêtent dans le ballon, car le tube capillaire ne donne pas les raies caractéristiques de ces métaux. Il faut par exemple que la couche d'oxydes soit très faible. Au bout d'un long usage, surtout en présence de courants très intenses, les électrodes finissent par se pulvériser et recouvrir d'une couche de fer et de platine les parois intérieures de l'appareil. Un lavage à l'acide nitrique suffit pour les nettoyer.

Des courants de 0,2 à 1,5 ampère conviennent parfaitement pour obtenir d'excellentes photographies de spectres.

Le remplissage et le nettoyage du tube se fait comme pour tous les autres, ordinairement employés. Les impuretés les plus gênantes sont l'hydrogène, la vapeur d'eau, le mercure, le carbone et ses composés. On parvient à obtenir une grande propreté du tube en le faisant fonctionner puis le lavant à l'oxygène, et cela plusieurs fois de suite.

De nombreuses expériences ont été entreprises avantageusement par l'un des auteurs avec ce tube, et elles seront l'objet de mémoires ultérieurs. J. Danysz.

Recherches sur le pouvoir émissif des métaux pour les rayons de courte longueur d'onde du spectre infra-rouge; ses variations avec la température. — H. Rubens (*Verhand. d. deutsch. Phys. Ges.*, **12** (1910), 172-176). — Dans un travail antérieur[1], H. Rubens et E. Hagen avaient étudié les rayons restants du spath fluor ($\lambda = 26,0\,\mu$) et du quartz ($\lambda = 8,85\,\mu$) ; ils ont trouvé, pour la variation, en fonction de la température, du pouvoir émissif de quelques métaux et alliages relatif à ces longueurs d'onde, une loi qui est exactement celle que donne la théorie électromagnétique de la lumière :

$$J = 36,5\sqrt{\frac{\sigma}{\lambda}} \qquad (1)$$

J étant le pouvoir émissif pour la longueur d'onde λ, σ la résistivité électrique du métal étudié.

Le coefficient de température des métaux, en ce qui concerne leur pouvoir émissif, est très petit pour les radiations visibles et très grand, au contraire, pour les rayons de grande longueur d'onde. Il doit donc présenter des valeurs intermédiaires pour les longueurs d'onde comprises dans l'intervalle encore non étudié de 0,8 à 8,85 μ. C'est la vérification de cette hypothèse qui fait l'objet de la présente communication.

L'auteur a d'abord diminué le domaine inexploré, en étudiant les rayons restants du spath d'Islande, dont la longueur d'onde est 6,65 μ, au moyen de la méthode déjà antérieurement employée. Là encore il a trouvé un parfait accord avec les nombres calculés d'après l'équation 1.

Pour les longueurs d'ondes entre 6 et 0,8 μ les difficultés sont plus grandes, parce que la méthode des rayons restants n'est pas applicable et qu'il faut avoir recours au spectroscope pour séparer les radiations. L'étude du pouvoir émissif exige alors la production des grandes quantités d'énergie radiante, et par suite, l'élévation des corps étudiés à de hautes températures. A cause de cela, l'auteur a dû se borner aux métaux du groupe du platine et il a choisi le platine pur et le platine rhodié.

Les courbes isochromatiques (donnant le pouvoir émissif, pour une longueur d'onde déterminée, en fonction de la température), relatives à ces deux substances ont été tracées pour les longueurs d'onde $\lambda = 2\,\mu$, $\lambda = 4\,\mu$, $\lambda = 6\,\mu$, et elles ont été comparées à celles que la loi de Planck donne pour le corps noir. Pour $\lambda = 2\,\mu$ il y a concordance absolue; pour $\lambda = 4\,\mu$ les isochromatiques des deux corps étudiés montent plus vite que ne le voudrait la loi de Planck, et se rapprochent de celles que donnerait l'équation 1 ; enfin, pour $\lambda = 6\,\mu$ la concordance avec cette équation est parfaite.

L'auteur a encore étudié le pouvoir réfléchissant du nickel et du constantan, toujours pour ces mêmes longueurs d'onde (de 0,8 à 6 μ); cette méthode lui permettait d'employer des températures plus basses (jusqu'à 500°).

Pour le constantan le pouvoir réfléchissant ne varie pas avec la température et il en est de même du pouvoir émissif.

Mais le nickel pur se comporte autrement : le coefficient de température du pouvoir émissif, petit pour les longueurs d'onde de 0,78 μ, 1 μ et 2 μ, croît ensuite avec λ et atteint pour $\lambda = 5\,\mu$ une valeur voisine de celle que donnerait l'équation 1. Le coefficient de température relatif à la résistivité du nickel, mesuré directement, est 0,00627 ; et si on le déduit des variations du pouvoir émissif de ce métal en fonction de la température pour diverses longueurs d'onde λ, en appliquant l'équation 1 on trouve les résultats suivants :

Nickel pur $w_t = w_0 (1 + \alpha t)$.

Longueur d'onde λ	Coefficient de température α
0,78 μ	0,000 00
1,0 »	−0,000 05
2,0 »	+0,000 10
3,0 »	+0,000 56
4,0 »	+0,001 65
5,0 »	+0,005 18

J. Danysz.

Recherches sur la dispersion et l'absorption des métaux dans les spectres visible et ultraviolet. — W. Meier (*Ann. d. Phys.* V **31** (1910), 1017-1049). — Nouvelles mesures des constantes optiques des métaux, par la méthode de Voigt, déjà utilisée par Minor. Les métaux étudiés sont l'or, le nickel massif, le nickel pulvérisé sur verre, le fer, le platine, le bismuth, le zinc, le sélénium, le mercure, l'iode, l'alliage cuivre-argent, l'alliage de Wood. L'auteur a déterminé par approximation les formules de dispersion qui conviennent à ces différents cas, il a calculé les constantes caractéristiques des électrons libres et liés, ainsi que le nombre de ces électrons prenant part à la dispersion. Sur ce dernier point on arrive à des résultats bien différents selon qu'on emploie le calcul direct ou un calcul indirect basé sur la conductibilité électrique.

Léon Brock.

Mesures photométriques sur des flammes de Bunsen colorées. — E. Beckmann et P. Waentig. — (*Zeitschr. f. phys. Chem.*, **68** (1909), 585-459). — On sait la difficulté d'obtenir des flammes colorées où la concentration en sel métallique reste constante.

Les auteurs décrivent un certain nombre de pulvérisateurs dont l'un, qu'ils appellent pulvérisateur centrifuge, donne une constance de 0,5 pour 100 environ pendant une

1. *Verh. d. d. phys. Ges.*, **10** (1908), 710. — Voir aussi *Ber. d. Berl. Akad.*, (1909) 478.

lente. La solution étudiée tombe goutte à goutte sur le bord d'un plateau de verre dépoli animé d'un mouvement de rotation rapide et invariable, autour d'un axe perpendiculaire à son plan et passant par son centre.

La goutte rebondit en poussière fine. Les grosses gouttelettes sont projetées vers les parois qui les retiennent. Les plus fines sont entraînées. Il est important d'avoir des gouttes de grosseur fixe et en nombre constant. A cet effet on règle la vitesse d'écoulement de la solution par un robinet de précision en verre.

Les auteurs ont fait, à l'aide de cet appareil, des mesures photométriques sur des flammes colorées. Résultats :

I. Pour un même métal et une même concentration les différents sels ont un pouvoir colorant différent.

Le rapport des intensités n'est pas le même pour les différentes raies.

L'influence de la nature de l'acide n'est pas la même pour les différents métaux alcalins.

II. Pour les mélanges de sels, la présence d'un sel étranger, quel qu'il soit, abaisse l'intensité lumineuse.

III. La conductibilité est proportionnelle à l'intensité lumineuse.

Les phénomènes observés sont d'ailleurs compliqués.

1° La nature du sel ou du mélange de sels introduits dans la solution en fait varier la densité, la tension superficielle, etc. La grosseur, les poids des gouttes et par suite la quantité de matière entraînée dans la flamme varient donc.

2° A ce premier phénomène se superposent les effets qui se produisent dans la flamme elle même, et que ce travail ne permet pas d'isoler. E. Bauer.

Comparaison de la mesure des températures par la loi de Stefan-Boltzmann et par le thermomètre à azote, jusqu'à 1600°. — S. Valentiner (*Ann. d. Phys.*, 31 (1910), 275-311). Travail de la physikalisch-technische Reichsanstalt. — Ces expériences consistent en somme en une vérification extrêmement précise de la loi de Stefan-Boltzmann par la méthode de Kurlbaum. Les sources rayonnantes étaient différents corps noirs dont la température était mesurée au thermomètre à azote. Le récepteur était un bolomètre du type utilisé par Kurlbaum.

Chaque radiateur obéit à la loi de Stefan. Les constantes varient d'un récepteur à l'autre entre 1,29 et 1,17 $\times 10^{-12}$ $\frac{\text{calorie}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$. Ces différences s'expliquent par les imperfections des corps noirs étudiés. La valeur la plus probable est 1,280 $\times 10^{-12}$ ou 5,58 $\times 10^{-12}$ $\frac{\text{watt}}{\text{cm}^2 : \text{sec}}$ (Kurlbaum trouve 5,52).

L'auteur ne mesure pas le pouvoir absorbant de son bolomètre. Il se propose de le faire dans un prochain travail. L. Bauer.

Prolongement du spectre de bandes de l'azote dans le rouge extrême et l'infra-rouge. — F. Croze (*C. R.*, 150 (1910), 860-865). — L'auteur a étudié par la méthode photographique de Deslandres le spectre de bandes de l'azote dans le rouge extrême et l'infra-rouge et a trouvé ainsi deux nouvelles séries de huit bandes du côté le moins réfrangible constituant deux sous-groupes nouveaux du premier groupe de Deslandres, ce qui porte à six le nombre de sous-groupes du premier groupe de l'azote compris entre λ 919 et λ 500. Les huit premières bandes du cinquième sous-groupe ont donné des résultats en accord avec les nombres calculés d'après la formule de Deslandres[1] résultant du tableau de Cuthbertson[2]. L'auteur a pu retrouver dans l'infra-rouge des bandes que le calcul lui avait indiquées et la concordance entre le résultat des mesures et les nombres donnés par le calcul est très suffisante. G. Danne.

Ionisation

Sur les centres électrisés produits par la chute du mercure. — A. Becker (*Ann. d. Phys.*, 31 (1910), 98-126). — L'auteur mesure la mobilité et le coefficient de diffusion des ions produits par la chute d'un fil de mercure qui tombe dans un gaz CO^2 et vient s'écraser sur un obstacle solide (voir le travail antérieur de l'auteur. *Le Radium*, 1909, p. 551).

La mesure des mobilités a été faite par la méthode de Zélény. L'étude des courbes expérimentales montre que l'on n'a pas une mobilité bien définie, mais des ions de toutes les mobilités.

Tout près de la chute de mercure, *c.-à.-d.* aussitôt après leur formation, ce sont des ions de mobilité 0,96 à 0,015 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ $\left(\text{dans un champ de } 1 \frac{\text{volt}}{\text{cm.}}\right)$ qui dominent ; on n'a que très peu de gros ions proprement dits de mobilité 6,2 à 2,7 $\times 10^{-4}$. A mesure qu'ils vieillissent les ions de grande mobilité disparaissent, la proportion des gros ions augmente. L'auteur croit que les ions de grande mobilité, intermédiaires aux petits et aux gros ions, sont constitués par des groupements de molécules gazeuses. En faisant passer le gaz sur une feuille d'or, on constate qu'il y a trop peu de mercure entraîné pour qu'on puisse admettre que les ions se forment tous sur les gouttes de mercure. E. Bauer.

REVUE DES LIVRES

Radiochemistry, par **A. T. Cameron**. 1 vol. 171 p. 12-19 (*Bent and Sons*, éditeurs, Londres, 1910). Prix : 2 6.

Petit volume de vulgarisation très au point, où la question de la radioactivité est traitée au point de vue chimique. L'ouvrage débute par un exposé des méthodes de recherches employées en radioactivité, en prenant comme exemple la série du thorium ; un lecteur non familiarisé avec cette branche de la science se sent immédiatement à son aise pour continuer sa lecture. L'auteur passe ensuite en revue la question des radiations émises par les éléments, la *vie* de ces derniers, leur classification, leurs propriétés chimiques et physiques ; et les travaux nombreux sur l'émanation. Un chapitre est consacré aux tentatives de transmutation faites par Sir W. Ramsay, et aux recherches contradictoires auxquelles elles ont donné lieu ; on y trouve exposées en détail les méthodes employées par le chimiste anglais. M. Cameron insiste sur l'évidence au point de vue chimique que les corps radioactifs dérivent de l'uranium, et donne une forme de table périodique qui cadre bien avec la théorie de la désintégration. Quelques pages sont réservées à la radiogénéalogie et aux applications médicales. L'ouvrage se termine par un index bibliographique établi pour chaque chapitre. **Ed. Salles.**

1 Deslandres (*C. R.*, 1902).
2 Cuthbertson (*Phil. Mag.*, VI, 3, 1902, 548 à 555).

Le Gérant : Pierre Auger.

06784. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Tables des constantes de l'ionisation et de la radioactivité

Par T. H. LABY

[Laboratoire de physique, — Victoria College, Wellington]

RECOMBINAISON

Coefficient de recombinaison α.

Dans le tableau ci-dessous α est donné en valeurs de 1000 *e*, où *e* est la charge ionique égale numériquement à $4{,}7 \times 10^{-10}$ U. E. S. Pour l'air, par exemple, $\alpha = 5520\,e = 1{,}56 \times 10^{-6}$ cm³ sec⁻¹ à la température et à la pression ordinaires.

Gaz	Valeurs de α.	Observateurs
Air	3,42	Townsend.
	3,38	McClung.
	3,2	Langevin.
	3,3	Hendren.
	3,32 (17° C.) (760 mm)	Erikson.
O_2	3,38	Townsend.
CO_2	3,5	Townsend.
H_2	3,02	Townsend.
	2,94	McClung.

Variations de α avec la pression.

Langevin.		Hendren.	
Pression en atmosphères.	α pour l'air valeurs relatives	Pression en centimètres	α pour l'air valeurs absolues.
0,2	5	76	3,3
0,5	12	40	2,65
1	27	20	2,07
2	36	10	1,75
3	26	10	1,55
5	18	5	1,34
»		3,5	1,25
»	»	2	1,15
»	»	1	1

Variations de α avec la température.

Erikson.		Philips.	
Température de l'air à densité constante.	α en valeurs de 1000 *e*.	Température de l'air à densité constante	α en valeurs de 1000 *e*
— 179	7,5		»
— 68	5,64	»	
12	3,47	15	1
64	2,31	»	»
100	1,73	100	0,1
155	1,38	155	0,4
»	»	178	0,36

DIFFUSION

Coefficient de diffusion

Les coefficients de diffusion pour les ions gazeux sont exprimés en cm² sec⁻¹. D_+ est relatif aux ions positifs et D_- aux ions négatifs (Townsend).

Source ionisante.	Air sec à 76 cm	
	D +	D —
Rayons X	0,028	0,043
Rayons β et γ	0,032	0,043
Ultraviolets		0,043
Aigrette	0,027 / 0,026	0,037 / 0,032

Coefficient de diffusion pour différents gaz ionisés par les rayons X à 15° et à 76 cm.

Nature du gaz	Gaz desséché par $CaCl^2$		Gaz humide (saturé de vapeur d'eau).	
	D +	D —	D +	D —
Air	0,028	0,043	0,032	0,035
O_2	0,025	0,04	0,029	0,036
Co^2	0,023	0,026	0,024	0,025
H^2	0,123	0,19	0,128	0,112

Variation du coefficient de diffusion avec la pression (pour l'air à 15°, ionisé par les rayons β et γ).

Pression *p* en cm	D +	*p*D +	D	*p*D
77,2	0,0317	2,44	0,0450	[illegible]
55	0,0442	2,31	0,0542	[illegible]
40	0,0578	2,31	[illegible]	3,12
30	0,078	2,34	[illegible]	3,[illegible]
20	0,118	2,36	0,155	3,1

MOBILITÉ

Mobilité des ions K.

Les vitesses des ions sont données ci-dessous en cm. par sec. pour un champ d'un volt par cm. (donc en

$cm^2\ sec^{-1}\ volt^{-1}$). K_+ = mobilité des ions positifs et K_- = celle des ions négatifs à pression et température ordinaires.

Mobilité pour l'air.

Conditions.	K +	K −
Air humide saturé de vapeur d'eau	1,37	1,51
Air sec ($CaCl^2$)	1,36	1,87

Mobilités K pour différents gaz secs

Gaz	K + 76 cm	K − 76 cm	Source ionisante	Observateurs
Air	1,32	1,80	Aigrette	Chattock.
—	1,34	1,78	Rayons X	Wellisch.
—	1,40	1,70	—	Langevin.
—	1,39	1,78	—	Phillips.
—	1,36	1,87	—	Zeleny.
Moyenne	**1,40**	**1,78**		
H_2	5,4	7,43	Aigrette	Chattock.
—	6,7	7,9	Rayons X	Zeleny.
He	5,09	6,34	—	Franck Pohl
N_2	[illegible]	[illegible]	—	Rutherford.
O_2	1,38	1,80	—	Zeleny.
—	[illegible]	1,85	Aigrette	Chattock.
CO_2	0,83	0,92	—	—
—	0,76	0,84	Rayons X	Zeleny.
—	0,86	0,90	—	Langevin.
—	0,81	0,85	—	Wellisch.
CO	1,1	1,14	—	—
HCl	1,27		—	Rutherford.
SO_2	0,41	0,41	—	Wellisch.
Cl_2	1*		—	Rutherford.
N_2O	0,82	0,90	—	Wellisch.
NH_3	0,73	0,80	—	—
Acétone	0,31	0,29	—	—
Alcool éthylique	0,34	0,27	—	—
Aldéhyde —	0,21	0,30	—	—
Chlorure d'éthyle	0,33	[illegible]	—	—
Pentane	0,36	[illegible]	—	—
Acétate de méthyle	[illegible]	0,36	—	—
Acétate d'éthyle	[illegible]	0,28	—	—
Éther éthylique	[illegible]	0,31	—	—
Formiate d'éthyle	0,30	[illegible]	—	—
Iodure	[illegible]	0,46	—	—
Bromure	[illegible]	0,28	—	—
Iodure de méthyle	0,21	[illegible]	—	—
CCl_4	[illegible]	0,31	—	—

* Moyennes de k_+ et k_-.

Mobilité et Pression

(Air ionisé par les rayons X (Langevin).

Pressions en cm	7,5	20	41,5	76	42	143,5
k+	14,8	5,49	2,61	1,4	»	0,75
K	21,9	7,35	3,31	1,7	0,9	»

Mobilité et température

(Air ionisé par les rayons Röntgen, pression de 76 cm. (Phillips)).

Température en 0° centigrade	138	126	110	100	75	20	12	−64	−179
K +	2	1,96	1,85	1,81	1,67	1,6	1,39	0,94	0,235
K −	2,49	2,4	2,3	2,24	2,12	2	1,78	1,23	0,235

Ionisation des liquides et des solides

Rayons du radium (Bohm-Wendt, von Schweidler, Bialobjeski).

Substances	$k_- + k_+$
Éther de pétrole	$3,8 . 10^{-4}$
Vaseline	$5,3 . 10^{-6}$
Ozokérite à 80°	$35 . 10^{-4}$
Ozokérite à 100°	$5,1 . 10^{-4}$

Mobilité des ions de la flamme

K est exprimé en cm sec^{-1} pour 1 volt par cm. Les flammes employées semblent toutes être des flammes de gaz. La mobilité ionique est indépendante de l'acide du sel. Les valeurs de Gold et de Wilson pour K_- sont les mieux en accord avec la théorie : on a

$$k_- = 17.000\ (\text{rel. mu à } 1800^\circ\ C.)$$

Température de la flamme	Sels dans la flamme	k_+	K
2000° C.	Cs, Rb, K, Li, Na,	62	1000
H.-A. Wilson,			
Flamme de gaz	1/20 KCl Normal	260	1400
Marx	Na Cl	340	1800
Flamme de gaz à 2000°	1/200 sels de K. Norm.		1320
Moreau	1/10 sels de Na Norm.		1280
Air sans flamme Wilson			
A 1000°.	Cs Rb Na K Li	7,2	26
	Ba Sr Ca	3,8	
A 1800°.	Na, K		8000
A 1800°.	K		13000
Bunsen (Wilson)	K_2CO_3		9600
A 2000° Moreau	Na		1170

CONDENSATION

Condensation des vapeurs

Détente $= v_2/v_1$, où v_1 est le volume du gaz avant la détente et v_2 le volume après la détente.

Sursaturation de la vapeur (à la fin du refroidissement dû à la détente) nécessaire pour produire la condensation = S. C'est la densité de vapeur quand des gouttes se forment, c'est aussi la densité de la vapeur saturée à la même température.

Condensation sur les ions naturels et les molécules dans un gaz saturé de vapeur d'eau (C.T.R. Wilson).

Gaz	Condensation en pluie		Brouillard	
	e_2/e_1	S	e_2/e_1	S
Air	1,252	4,2	1,38	1,4
O_2	1,257	4,3	1,38	1,9
N_2	1,262	4,4	1,38	1,9
CO^2	1,365	4,2	1,535	7,3
Cl_2	1,3	3,4	1,45	5,9
H_2	»	»	1,38	7,9

Condensation dans l'air ionisé par les rayons Röntgen et les rayons du radium

Observat.	Vapeur	Ion	e_2/e_1	S
Wilson	Eau	—	1,25	4,15
	Eau	+	1,31	5,8
Laby	Acétate d'éthyle	+	1,48	8,9
	Butyrate de méthyle	+	1,33	5,3
	Isobutyrate de méthyle	+	1,31	5,2
	Acétate de propyle	+	1,31	5,0
	Propionate d'éthyle	+	1,41	7,8
	Acide formique	+	1,78	25,1
	Acide acétique	+	1,44	9,3
	Acide propionique	+	1,37	9,4
	Acide butyrique	+	1,38	10,0
	Acide isobutyrique	+	1,36	13,3
	Acide isovalérique	+	1,22	6,0
Przibram	Alcool méthylique	+	1,25	3,1
	Alcool éthylique	+	1,17	2,3
	Alcool propylique	+	1,18	3,0
	Alcool isobutylique	+	1,20	3,6
	Alcool isoamylique	+	1,22	5,5
Laby	Alcool isoamylique	+	1,18	4,1
Przibram	Chloroforme	+	1,54	3,0

CHARGE

Valeurs de NE pour les ions électrolytiques

Ces valeurs sont exprimées en U. E. S. (et en coulombs) par cm^3. N est le nombre de molécules contenues dans 1 cm^3 de gaz à 76 cm de Hg ($g = 980,6$) et à 1°C. E est la charge d'un ion monovalent dans l'électrolyse 1 coulomb dépose 1,11827 milligramme d'argent ; poids atomique de l'argent 107,88, celui de $H = 1,008$; densité H_2 $8,987 \times 10^{-5}$ gr par cm^3 à 0° C.

Gaz	U. E. S.	U. E. M.
H_2 à 0° C.	1,2901 10^{10}	0,43
H_2 à 25° C.	1,223 »	0,4077
O_2 à 0° C.	1,2924 »	0,4308
O_2 à 15° C.	1,2248 »	0,4083
Idéal à 0°	1,2913 »	0,43044
Idéal à 20°	1,2241 »	0,40803

Valeurs de Ne pour les ions gazeux (air)

N est le nombre de molécules contenues dans 1 cm^3 de gaz à la température moyenne et à 76 cm de Hg ; e est la charge ionique en U. E. S.

Source ionisante	Ne	Ne	Observateurs
Rayons X	$1,23.10^{10}$	$2,41.10^{10}$	Townsend.
Radium	$1,24.10^{10}$	$1,26$ à $1,37$ 10^{10}	Haselfoot.

Valeurs de Ne calculées

$Ne = 5,04.10^8 \times K\,D = 5,04.10^8 \quad 1,40\ 0,028 = 1,52.10^{10}$ pour les ions positifs à 76 cm et à la température ordinaire.

K est la mobilité des ions et D le coefficient de diffusion (voir aux pages précédentes).

Gaz	Ne	Ne —
Air	$1,32.10^{10}$	$1,26.10^{10}$
O_2	$1,62.10^{10}$	$1,38.10^{10}$
H_2	$1,50.10^{10}$	$1,23.10^{10}$
CO_2	$1,07.10^{10}$	$1,02.20^{10}$
— —	$1,42.10^{10}$	$1,22.10^{10}$
Moyenne	$1,32.10^{10}$	

Charge ionique.

$e = 4,7 \times 10^{-10}$ U.E.S.

$e = 1,57 \quad 10^{-20}$ U.E.M.

(Rutherford, Geiger, Regener).

Source ionisante et observateurs.	Méthode	e en U. E. S.
Rayons X ions J.-J. Thomson	Charge totale et nombre par application de la loi de Stokes.	$6,5.10^{-10}$
Lum. ultraviolette — J.-J. Thomson		6,8 »
Rayons X (H.-A. Wilson)	Vitesse dans un champ électrique et loi de Stokes	3,1 »
Radium — J.-J. Thomson	Même méthode que plus haut	3,4 »
Gaz électrolyse O_2 Townsend	Charge totale et nombre (poids du brouillard, dimensions des gouttes par loi de Stokes	
Gaz électrolyse Lattey	Méthode de Wilson.	4,7 »
Particules α du radium charge = + 2 e) Rutherford et Geiger)	Numération des part. α et charge totale.	[illegible]
Particule α du polonium (Regener)	Même méthode	4,79 »
Ions électrolytiques Perrin	Numération des granules colloïdales.	[illegible]

NOMBRE DE MOLÉCULES DANS UN GAZ

Nombre de molécules dans un gaz

N est le nombre de molécules contenues dans une molécule-gramme du gaz.

(Perrin, Dabrowski).

La valeur théorique pour N est

$$N = NE/e = 2{,}894.10^{14}/4{,}7.10^{-10} = 6{,}16.10^{23}$$

Méthode	Mistic	Cuboni
Numération par l'ultramicroscope	[illegible]	[illegible]
Mouvement Brownien . .	$7{,}3 \cdot 10^{23}$	$7 \cdot 10^{23}$

RAPPORT *e/m*

Valeurs de e/m pour les électrons négatifs

e/m est exprimé en U. E. M. par gr; la vitesse v en cm/sec. Les autres valeurs de e/m figurent dans le livre de J.-J. Thomson (Conduction of Electr. trough gazes).

La valeur moyenne des principales mesures donne :

$$e/m_0 = 1{,}772$$

(Simon, Becker, Classen, Kaufmann, Wolz, Bucherer, Bestelmeyer).

e/m U.M.	v cm/sec.	Observateurs.
Rayons cathodiques		
[illegible]	2,4 à [illegible]	J. J. Thomson
1,77 à 1,86 »		Kaufmann
1,8[illegible]		Simon
1,88 »	e/m_0	
1,87 »	[illegible]	Seitz
[illegible]	1,8 à [illegible]	Starke
1,75 »	11,1	Becker
1,85 »	e/m_0	
1,774 »	(1,[illegible]	
1,767 »	[illegible]	Classen
[illegible]	e/m_0	
Rayons secondaires : rayons X sur platine.		
[illegible]	e/m_0	Théorie Lorentz
Rayons de Lenard		Bestelmeyer
[illegible]	3,4 à [illegible]	Lenard
Lumière ultraviolette sur les métaux		
[illegible]		Thomson
$1{,}1 \cdot 10^{7}$		Lenard
oxydes, etc. incandescents		
0,8 [illegible]		Thomson
0,56 »		Owen
1,5 »	[illegible]	Wehnelt
Lumière [illegible]		
[illegible]		Becquerel
1,77 »	e/m_0	Kaufmann
1,66 »	e/m_0 Théorie de Lorentz	Kaufmann
[illegible]	e/m_0 Théorie d'Abraham	
1,763	e/m_0 vitesse de 9 à 20 [illegible] 10^{9}	Bucherer
1,767 »	e/m_0 vitesse 15 à 21 10^{9}	Wolz
Effet Zeeman [illegible]		Moyenne de l'observ. valeurs v. p. bas.

e/m pour l'effet Zeeman.

Pour une ligne spectrale de longueur d'onde λ qui donne un triplet dans un champ magnétique H (exprimé en gauss U. E. M.) avec un décalage $\delta\lambda$, Lorentz a montré que $e/m = 2\pi V \delta\lambda / (\lambda^2 H)$, où V est la vitesse de la lumière et e/m est exprimé en U. E. M. gr^{-1}. Les valeurs trouvées (1,791, 1,77, 1,767, 1,771) dont la moyenne est

$$e/m = 1{,}775 \cdot 10^{7} \text{ U. E. M. gr}^{-1}$$

sont en accord avec le e/m_0 précédent.

Lignes	e/m	Observateurs
	$\cdot 10^{7}$,	
Hg 5790, 5769 .	1,72 à	Blythswood.
5460, 4358 .	2,80	+ Marchant.
Zn Cd . . .	1,6	Reese.
. .	1,91	Kent.
	1,791	Stettenheimer.
He.	1,77	Lohmann.
Zn 4810.	2 × 1,767	Cotton + Weiss.
4722, 4680		
Hg 4916 . .	1,81	
— 5769 . .	2,06	Bacyer et Gercke.
— 5790 . . .	1,93	
Hg 4358, 4916. . . .	1,771	Gmelin.
5769, 5790 . .		

Variations de e/m avec la vitesse.

m_0 est la masse électromagnétique des électrons négatifs pour une vitesse infiniment petite, m la masse pour une vitesse v; $v/V = \beta$, V étant la vitesse de la lumière (Lorentz).

Valeurs théoriques (Abraham).

$$m/m_0 = 3\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \cdot \log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) / 4\beta^2$$

β	Vitesse infiniment petite	0,1	0,5	0,9	0,99	0,999	0,9999	0,99999
m/m_0	1,000	1,015	1,12	1,81	3,28	4,96	6,68	10,1

Valeurs déduites de la théorie de Lorentz et du principe de relativité de Einstein.

$$m = m_0 (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$$

(Cette théorie a été confirmée par les expériences de Bucherer, de Wolz qui ont utilisé les rayons β du radium de vitesse comprise entre 9 et 21.10⁹ cm/sec. Il en résulte que la masse des électrons négatifs est entièrement électromagnétique.)

β	m/m_0	β	m/m_0	β	m/m_0
0,01	1,05	0,52	1,171	0,84	1,843
0,00	1,001	0,54	1,188	0,86	1,960
0,1	1,005	0,56	1,207	0,88	2,109
0,2	1,020	0,58	1,228	0,90	2,294
0,25	1,033	0,60	1,250	0,91	2,412
0,3	1,048	0,62	1,274	0,92	2,552
0,32	1,056	0,64	1,301	0,93	2,724
0,34	1,063	0,66	1,331	0,94	2,931
0,36	1,072	0,68	1,364	0,95	3,003
0,38	1,081	0,70	1,400	0,96	3,571
0,40	1,091	0,72	1,441	0,97	4,113
0,42	1,102	0,74	1,487	0,98	5,025
0,44	1,114	0,76	1,538	0,99	7,089
0,46	1,126	0,78	1,598	0,999	22,36
0,48	1,140	0,80	1,667		
0,50	1,155	0,82	1,747		

VALEURS DE RH ET DE V

Valeurs de RH et de v.

(Déviation magnétique.)

Quand des rayons de vitesse v chargés négativement sont déviés par un champ magnétique uniforme H (à angle droit de leur direction de propagation) suivant un cercle de rayon R, la valeur

$$RH = v m_0 / e = v \Phi(\beta) / e m_0$$

ou $\Phi(\beta) = (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$ (Lorentz)

$$e/m_0 = 1,772 . 10^7 \text{ U.E.M. gr}^{-1}$$

alors v est exprimé en 10^8 cm/sec^{-1}

RH en gauss par cm.

Exemple : si RH = 1210 gauss cm., v est égal à 174.10^8 cm/sec.

v	0	90	180	270
Valeurs de RH. 0	0	632	1270	3490
6	33,9	672	1340	3970
12	76,8	612	1410	4660
18	102	653	1490	5800
24	136	695	1570	8330
30	170	739	1660	
36	204	784	1760	
42	239	830	1860	
48	274	877	1980	
54	310	926	2110	
60	346	977	2260	
66	382	1030	2420	
72	419	1090	2620	
78	456	1140	2850	
84	494	1210	3150	

RAYONS α

Parcours et vitesse des rayons α.

Parcours en cm. dans l'air à 76 cm. et à t .

Vitesse initiale en cm/sec. Quelques-unes des vitesses sont calculées en partant du parcours des particules α; celles du RaC, ThC et du Polonium ont été observées.

L'énergie des rayons α du RaC $mv^2/2$ ou

mv^2/e e $2,06^2 . 10^{18}/e$ $5,07 . 10^5$

$8,55 . 10^{11}/e$ $1,3 . 10^{-6}$ ergs

$3,1 \times 10^{-14}$ calories.

La perte d'énergie dans l'air est proportionnelle à l'espace parcouru. Ainsi la vitesse d'une particule α = vitesse d'une particule de RaC $\times 0,347 \sqrt{r + 1,25}$ cm/sec (r est le parcours de la particule considérée).

Particule α	Parcours	Vitesse
Ur	2,7	1,56.10^9
UrX	1,07	
Io	2,8	
Ra	3,2	1,56
RaEm	4,23	1,70
RaA	4,83	1,76
RaC	7,06	2,06
RaF	3,91	
	3,95	
	3,86	1,62
RadioTh	3,9	1,63
ThX	5,7	1,89
ThEm	5,5	1,86
ThB	5,0	1,79
ThC	8,6	2,25
RadioAc	4,8	1,76
AcX	6,55	2,0
AcEm	5,8	1,96
AcB	5,5	1,86

Nombre de particules α émises par le Radium.

Nombre de particules α émises par le Radium privé de ses produits de transformation

$5,4 . 10^{10}$ par gr. et par sec.

Avec tous ses produits de transformation :

$1,56 . 10^{11}$ par gr. et par sec.

Rapport e m pour les rayons α.

e/m en U.E.M. par gr.

e/m pour l'hélium 2 NE = $4,78 . 10^4$ U.E.M. gr.

Moyenne pour Ra, RaF, Rat. $4,66 . 10^4$ U.E.M. gr.

(Ces 2 nombres doivent être identiques, puisque la particule α est un atome d'hélium portant une charge $2e$.)

Rayons	Vitesse	e/m
Ra	1,18 à 1,7.10⁹	4,6.10⁵
Polonium	1,41.10⁹	4,3 »
RaC	1,07	5,07 »
RaA	1,22 »	5,0 »
AcB	1,21	4,7 »
ThC	1,08	5,0 »

Absorption des rayons α.

(Pouvoir d'arrêt des substances diverses.)

Si une couche d'air de densité ρ et d'épaisseur t diminue le parcours d'une particule α de la même quantité qu'une feuille d'aluminium de densité ρ_a et d'épaisseur t_a, le pouvoir d'arrêt atomique de l'aluminium relativement à l'air est

$$S = t\rho / 27\, t_a \rho_a \,[14,4$$

= le nombre d'atomes par cm³ de la couche d'air / le nombre d'atome dans la feuille d'aluminium par cm³.

Metal	S	Metal	S
Au (20 μ cm.)	1,00	Pt	1,16
Al	1,45	Fe	2,26
Cu	2,43	Ni	2,46
Ag	0,47	Au	4,35
Sn	3,37	Pb	4,07

Gaz	S	Gaz	S
H²	2,43	Acétylène	1,11
O²	1,00	Éthylène	1,35
N²O	1,40	Benzène	3,37
CO²	1,41	Méthane	0,86
CS²	2,18		

Nombre d'ions produits par une particule α.

Nombre total d'ions produits par l'absorption complète d'une particule α de différentes vitesses initiales (on prend $e = 4,65 \times 10^{-10}$ U. E. S.).

Particule α.	Parcours dans l'air à 76 cm et à 20°	Nombre d'ions
	cm	
Ra	3,9	1,53.10⁵
Ra Em	4,33	1,74
RaA	4,83	1,87
RaC	7,46	2,37
RaF	7,86	1,12

Nombre d'ions produits à différentes vitesses par une particule α.

Nombre d'ions produits par une particule α du RaC par m/m de parcours dans l'air à différentes distances de sa source (nombre total = 2,37.10⁵).

Distance au RaC en centimètres	Ions par millimètre de parcours dans l'air à 76 cm et à 12°
1	2 200
2	2 300
3	2 400
4	2 800
5	3 600
6	5 000
6,5	7 600
7	14 000

Ionisation totale dans les gaz.

I_T, ionisation totale produite par l'absorption complète d'une particule α dans différents gaz par rapport à l'air.

Gaz	I_T		Gaz	I_T	
Air	**1.00**		Alcool méthyl.	1,22	
O_2	1,09	1,06	Alcool éthyl.	1,23	
N_2	0,96		Iod. de méthyle	1,33	
CO_2	1,08	1,03	Iodure d'éthyle	1,28	
N_2O	1,05	0,99	Ether Et.	1,31	1,29
NH_3	1,01	0,90	Aldéhyde acét.	1,05	
Méthane	1,16,5		CS^2	1,37	
Acétylène	1,26	1,27	Chloroforme	1,29	
Éthylène	1,28		Chlorure d'éthyle	1,30	1,18
Pentane	1,35	1,345	CCl^4	1,31	
Benzène	1,29				

Ionisation relative par les rayons β, γ et les rayons X

L'ionisation relative $I_r = iP/Ip$, où i est la valeur de l'ionisation par unité de volume pour un gaz à une pression p et I l'ionisation pour l'air à la pression P, les autres conditions étant les mêmes. Dans les expériences avec rayons γ, certains rayons β étaient présents.

Gaz.	β	γ	Rayons X durs	Rayons X mous
Air	**1.00**	**1.00**	**1.00**	**1.00**
H_2	0,16	0,16	0,18	0,01
O_2	1,17	1,16	1,17	1,3
NH_3	0,89	0,90	»	»
N_2O	1,55	1,55	»	»
CO_2	1,60	1,58	1,44	1,57
C_2N_2	1,86	1,71	»	»
SO_2	2,21	2,27	4,79	11,0
CS_2	3,62	3,66	»	»
Pentane	4,55	4,53	»	»
Benzène	3,95	3,94	»	»
Aldéhyde	2,12	2,17	»	»
Alcool méthylique	1,69	1,75	»	»
Ether éthylique	4,30	4,29	»	»
Acétate de méthyle	»		3,90	4,90
Chlorure d'éthyle	3,24	3,19	17,3	18,0
Chloroforme	4,94	4,90	»	»
CCl_4	6,28	6,33	71	67
Bromure de méthyle	3,73	3,81	»	71
Bromure d'éthyle	4,41	4,63	118	72
Iodure de méthyle	5,11	5,37	125	140
Iodure d'éthyle	5,90	6,17	»	»
Nickel carbonyle	»	5,98	97	89
Hg diméthyle		»	»	42,0

Ionisation relative pour les rayons α

Ionisation totale × pouvoir d'arrêt = Ionisation relative.

Air	1.00	He	0,211
H_2	0,233	Br_2	3,1
CO	1,00	HCl	1,4
NO	1,28	Ethane	2,08
Propane	3,05	Pentane	4,83
Butane	4,02		

DÉGAGEMENT DE CHALEUR DES SUBSTANCES RADIOACTIVES

Dégagement de chaleur du Radium

Exprimé en calories par sec. et par gr. de radium métallique avec ses produits de transformation. E. von Schweidler et Hess ont employé 0,75 gr. de Radium enfermé dans 1 mm de verre + 5 mm de cuivre, ils ont obtenu

$$0{,}0328 \text{ calorie gr}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$
$$= 118 \text{ calories par gr. et par heure.}$$

L'effet calorifique d'une substance radioactive est proportionnelle à l'ionisation de ses produits (Duane), il existe à toutes températures et semble dû à l'énergie cinétique des particules α. La pression n'a aucun effet sur le dégagement de chaleur.

Chaleur	Observateurs
0,0278	Curie et Laborde.
0,0292	Runge — Precht.
0,0306	Rutherford + Barnes.
25 000	Produite par Ra.
44 000	— Em + Ra B.
31 000	— Ra C.
0,0325	Angstrom.
0,0372	Precht
0,0328	Schweidler + Hess.

Dégagement de chaleur de l'émanation du radium

$6 \cdot 10^{-4}$ cm³ d'émanation (avec ses produits de transformation) en équilibre avec 1 gr. de Ra émet 0,75 des 0,0328 de calorie émis par sec. par le radium. La quantité totale de chaleur émise par 1 cm³ d'émanation du radium pendant toute sa vie = $0{,}75 \times 0{,}0328 \lambda \cdot 6 \cdot 10^{-4} = 1{,}9 \times 10$ calories.

Dégagement de chaleur du Thorium

$5 \cdot 10^{-9}$ calories par sec. et par gr. d'un vieux minéral de thorium.

ÉMANATION DU RADIUM

Loi de décroissance de l'émanation du Radium

Période de décroissance pour atteindre la moitié de son activité initiale en jours T.

T = 3,66 jours.

$\lambda = 2{,}19 \cdot 10^{-6}$ sec^{-1}.

T en jours	Observateurs
3,77	Rutherford et Soddy, 1903.
3,88	Bumstead et Wheeler, 1904.
3,8 à 4,1	Debierne, 1909.
3,86	Sackur, 1905.
3,75	Rümelin, 1907.
3,58	Pendant les 5 premiers jours.
3,75	Période de 5 à 20 jours.
3,85	Emanation vieille de 20 à 40 jours
4,4	Rutherford + Tuomikoski, 1909.

Volume de l'émanation du Radium

Volume final de l'émanation du radium à 0° et à 76 cm en équilibre avec 1 gr. de radium métallique.

Volume théorique = nombre d'atomes de radium qui se détruisent par sec/λN.

$5{,}4 \cdot 10^{10}$ (2,75 $10^{19} \times 2{,}19 \times 10^{-6}$).

$= 5{,}64 \cdot 10^{-4}$ cm³.

Le volume varie d'une façon anormale pendant les premiers moments.

Volume observé en mm³	Observateurs
0,61	Rutherford, 1908.
0,58	Rutherford, 1908.
0,601	Gray et Ramsay, 1909.
0,58	Debierne, 1909.

Pression de vapeur

Pression de vapeur de l'émanation liquide.

Temp. en degrés centigrades	Pression de vap. en cm Hg
— 127	0,9
— 101	5
78	25
— 65	76 Rutherford
— 70,4	40
— 62	76
60,6	80
— 55,8	100
— 38,5	200
— 17,7	500
— 10,2	500
+ 104,5 temp. crit.	47,5 press. crit. Ramsay

Coefficient de diffusion des émanations

D = coefficient de diffusion de l'émanation dans un gaz par cm² sec^{-1} à la pression p (cm de Hg) et à la température t.

(D'après la théorie de J. J. Thomson D doit varier faiblement avec le poids atomique et non pas comme le

carré du poids moléculaire de l'émanation, comme cela semble se présenter dans les tables ci-dessous.

pD = const. pour Ac Em et Th Em (Russ., Bruhat).

$pD\,T$ = const. pour Ac Em entre 0° et 20° (Bruhat).

Poids moléculaire Th Em/Poids moléculaire Ac Em = 1,42.

Gaz	p et T	D	Poids moléculaire
Radium Em	−6°	0,07 à 0,09	100
air			
Air	−6 à 10°	0,10	
CO_2		—	180
Diff. de l'Em. dans air avec O_2, CO_2, SO_2 dans air			86 à 90
Em dans H_2 comparé avec Hg vap. dans H_2	2,0°	0,034 Em 0,037 Hg	235
	1,5°	0,0376 Em 0,0407 Hg	
Air	−6 à 0°	0,101	75 à 100
Actinium Em		0,112	70
air			
H_2	−6 à 10° à 18°	0,33	
CO_2		0,073	
SO_2		0,062	
A.		0,106	
Air	1,5	7,81	
	−6,4	0,123	
	76	0,128	
Air dill. press	−6 à 0,4 à 0°	0,10	70
CO_2	−6 à 1,0°	0,077	
H	−6 à 1,0°	0,412	
Thorium Em			90
Eau			
Air comparé à H_2, O_2, SO_2, CO_2, dans l'air			
Air		0,11	
Air	−6	0,103	
A	−6	0,084	
Air	8 à −6,4	0,096 0,103	
Air	−6	0,103	

Manuscrit reçu le 15 Mars 1910.

CONSTANTES RADIOACTIVES ET ATOMIQUES

Constantes radioactives et atomiques

Quantités et définitions	Valeurs
Energie d'une molécule de gaz à 0° = $\alpha = 3\,R/2\,N$	2.10^{-16} ergs degré.
Pour 1 gr. d'oxygène $R = pv/\theta$ $R = 1,0132.10^6/273,09 \times 1,429.10^{-3}$ pression en dyne/cm², volume en cm³.	$2,5963\ 10^6$ cm² sec².
Pour une molécule-gramme d'un gaz idéal $R = 1.22.412/273,09$ pression en atmosphères (76 cm Hg, $g = 980,6$ Volume en litres	0,08207 litre atmo/gr.
Rayon d'un électron négatif $a = 2/3\ e^2/e\,mo$	$1,85.10^{-13}$ cm.
Diamètre d'une molécule d'H	$2,03.10^{-8}$ cm.
Radioactivité	
Chaleur dégagée par 1 gr. de radium métallique avec produits	0,0328 Calorie sec. 118 Calories heure.
Nombre de particules α émises par gr. de radium sans produits, par sec	$3,4.10^{10}$ gr^{-1} sec^{-1}.
Vitesse initiale d'une particule α du Ra C.	$2,06.10^9$ cm sec^{-1}.
Énergie initiale d'une particule α du Ra C. $mv^2/2 = m_\alpha v^2/e\,e_\alpha$ $2,06^2 \times 10^{18}\ 1,07\ 10^{-20}/4,7\ 10^{-5}$	$1,4.10^{-5}$ erg. $3,3\ 10^{-13}$ Calories.
Nombre d'ions produit par une particule α de Ra C dans l'air.	$2,37.10^5$.
Volume de l'hélium à 0° et 76 cm. produit par 1 gr. de radium.	$0,17.10^{-9}$ cm³ sec.gr. 163 mm³ gr. gr.
Volume calculé = 4 × nombre de particules α émises $= 4.3,4\ 10^{10}\ 2,75$	$4,94.10^{-9}$ cm³/sec.gr. 156 mm³ gr. gr
Nombre de particules β par sec. produits par le Ra C en équilibre avec 1 gr. de radium métallique.	5.10^{10} gr^{-1} sec^{-1}.

Sur une méthode photographique d'enregistrement des particules α

Par William DUANE

(Faculté des Sciences de Paris — Laboratoire de Mme Curie.)

On ne saurait exagérer l'importance des expériences qui ont pour but la numération des particules α (atomes d'hélium chargés) émises par une substance radioactive[1]. Plusieurs constantes, comme la charge électrique élémentaire, le nombre des molécules par centimètre cube d'un gaz, etc., peuvent être déterminées par une mesure précise du nombre des particules α projetées à travers un petit trou de dimensions connues.

Comme le nombre des particules α qui traversent le trou par seconde est variable suivant les lois du hasard, il est nécessaire d'en compter un très grand nombre (plusieurs milliers) pour obtenir une bonne valeur moyenne.

Pour éviter la fatigue d'une semblable numération directe, j'ai imaginé la méthode photographique qui

1. Voir les travaux exécutés par Rutherford et Geiger, de Regener, etc. (*Le Radium*, 1909 et 1910).

suit (l'appareil peut aussi servir comme appareil de démonstration).

La méthode est fondée (comme chez Rutherford et Geiger) sur le principe de l'augmentation de l'ionisation par choc.

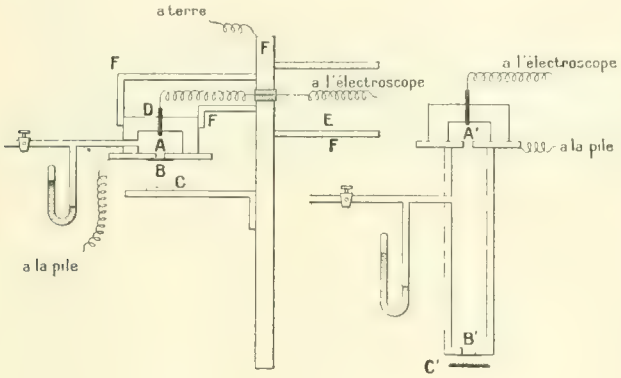


Fig. 1.

Sur la figure 1, A représente une petite chambre d'ionisation ayant moins de 1^{cm3} de volume : c'est une boîte faite en ébonite (ou en une autre substance isolante) sauf pour la partie inférieure B, qui est un plateau en laiton. Un trou couvert d'une lame mince de mica est percé au centre du plateau. La substance radioactive C est disposée sur une tablette, quelques millimètres au-dessous du plateau ; les rayons α de la substance traversent le mica et ionisent l'air à l'intérieur de la chambre. Un fil métallique D traverse l'ébonite et sert d'électrode.

On fait le vide à l'intérieur de la chambre jusqu'à 1^{cm} ou 2^{cm} de mercure, et l'on charge le plateau B au moyen d'une batterie d'accumulateurs.

Si la tension électrique du plateau est presque suffisante pour produire une étincelle, l'ionisation due à chaque particule α qui entre par la fenêtre est tellement augmentée que la charge électrique reçue par l'électrode D peut être facilement mise en évidence par un électroscope sensible ou par un électromètre à quadrants.

Cet appareil fonctionne bien pour des substances de faible activité, comme l'uranium et les produits contenant de petites quantités de polonium, etc., mais si l'on veut examiner une substance plus forte, il faut augmenter la distance de la substance à la fenêtre de mica.

Comme les rayons α ne traversent que quelques centimètres d'air à la pression ordinaire, cela peut être réalisé en ajoutant à la chambre d'ionisation un tube vidé d'air et muni en B' d'une fenêtre de mica (fig. 1). Si la substance ne donne pas d'émanation, on peut l'introduire à l'intérieur du tube, mais il est mieux de la laisser à l'extérieur du tube pour se rendre compte de l'effet produit en la rapprochant de la fenêtre.

Dans la plupart de mes expériences je me suis servi d'un électroscope à feuille d'or, parce que la feuille d'or ayant une masse très réduite suit plus facilement les variations de charge que ne le fait l'aiguille d'un électromètre.

Une fuite électrique produite par le polonium E ramène la feuille d'or au zéro après chaque décharge.

Tous les fils conducteurs sont bien protégés contre des variations de champ électrique par les écrans métalliques F, reliés au sol. Il est en outre nécessaire de nettoyer soigneusement les surfaces de l'ébonite à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre d'ionisation.

On peut obtenir une inscription photographique du mouvement de la feuille d'or en employant le dispositif suivant. Une lampe Nernst est placée d'un côté de l'électroscope; de l'autre côté se trouve une lentille qui projette une image de la feuille sur un écran. Une fente étroite traverse horizontalement l'écran, derrière lequel se trouve une pellicule Kodak ordinaire, déplacée verticalement au moyen d'un mouvement d'horlogerie. L'image de la feuille trace une ligne sur la pellicule.

Les fragments d'une de ces pellicules sont reproduits sur la figure 2. La première ligne a été faite sans substance active, la seconde immédiatement après avec une petite quantité de polonium, et la troisième à

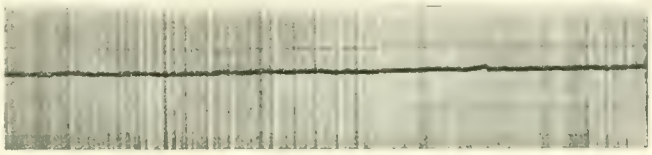


Fig. 2.

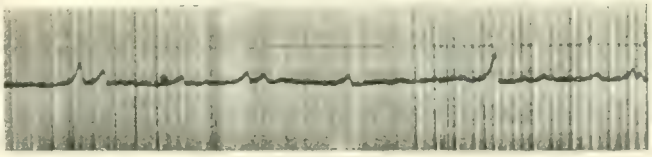


Fig. 3.

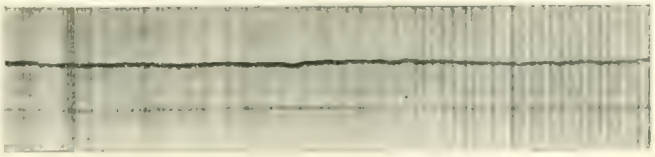


Fig. 4.

la suite, sans substance active. Toutes les trois expériences étaient faites dans les mêmes conditions de potentiel, de pression, etc.

Il y a toujours de petits déplacements de zéro, même sans substance active, mais le mouvement brusque de la feuille dû à l'arrivée de chaque particule α est nettement visible.

Dans certaines expériences faites avec un dispositif analogue, mais légèrement différent, j'ai pu enregistrer, même en l'absence de substance fortement active, des déplacements de la feuille d'or analogues à ceux qu'on enregistre sous l'action des rayons α.

On peut voir sur la figure 5, qui représente un cas de ce genre, que les déplacements de la feuille se produisent d'une façon plus régulière qu'avec une substance active.

Ce phénomène ne paraît pas dû à la présence d'une substance active étrangère et son explication est encore à trouver. J'ai entrepris des expériences nouvelles en vue d'élucider ce phénomène.

Fig. 5.

Dans les expériences de numération décrites précédemment (fig. 2, 3 et 4) il est nécessaire de s'assurer que ce phénomène n'intervient pas.

Manuscrit reçu le 12 juillet 1910.

Sur le radioplomb.

Par H. HERCHFINKEL

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.]

Toutes les méthodes qui amènent l'isolement du RaE et F, ne peuvent être utilisées pour le RaD. Deux méthodes intéressantes étaient proposées qui prétendaient pouvoir obtenir la séparation du Ra D. L'une d'elles se fondait sur le fait que le thiosulfate de sodium et de plomb comme sel double est instable et pendant sa décomposition spontanée donne un petit précipité, qui selon Hoffmann et Hebrau, entraîne avec lui le RaD. M. Szilard (*Le Radium*, 1908) a répété cette expérience et a trouvé qu'en effet on peut parvenir à obtenir une faible concentration (5-7) de RaD. Au contraire M. Szilard n'a pas pu arriver à confirmer des résultats obtenus par Hoffman et Wolff (*Ann. der Phys.*, 1906), selon lesquels la réaction de Grignard conduirait à l'isolement du RaD.

I. — *Séparation : par les métaux.*

Sur la proposition de M. Debierne j'ai cherché à isoler le RaD de la solution de nitrate de plomb (radioactif) (qui à l'état de poudre est de 3 à 4 fois plus actif que l'oxyde d'uranium) au moyen des métaux (Cu, Pb, Sn, Fe, Zn). Hoffman et Wolff (*Annal. der Phys.*, 1906) ont déjà séparé le RaF de la solution du chlorure de (Rad.) Pb au moyen des métaux (Cu, Pb, Ag, Pd, Pt.). Les métaux énumérés en premier lieu sont : les uns électropositifs, les autres électronégatifs, par rapport au Pb. Les métaux soigneusement polis étaient laissés pendant 1-2 jours dans une solution de nitrate de plomb à 10 pour 100. En ce qui concerne le Zn, celui-ci ne peut être employé avec succès à cause du dépôt trop rapide du plomb. Dans ce cas j'ai recherché si le RaD ne se concentre pas dans la solution : dans une solution de chlorure de plomb radioactif j'ai maintenu une lame de Zn jusqu'à ce que la presque totalité du Pb se soit précipitée à l'état métallique; dans le résidu que j'ai obtenu alors, en évaporant la solution, je n'ai trouvé aucune concentration du Ra D, comme dans les cas précédents.

II. — *Par la cristallisation.*

La concentration du RaD par cristallisation du chlorure de Pb, constatée autrefois par Hoffman, n'avait pu être reproduite par M. Szilard. Je n'ai

constaté aucun enrichissement en RaD, même dans le cas du bromure ; bien que les quantités de matière radioactive fussent faibles, j'aurais pu tout de même observer avec certitude une augmentation de concentration en RaD.

III. — *Par entraînement.*

On savait déjà qu'en précipitant de nombreuses substances dans une solution contenant du polonium ou du RaE ceux-ci étaient entraînés avec le précipité. M. Szilard a essayé, mais en vain, d'entraîner aussi le RaD, en précipitant par H^2O^2 un sel d'uranium. A mon tour j'ai essayé la précipitation de nitrate insoluble de cérium par l'ébullition du nitrate de cérium en solution acidulée par AzO^3H; puis j'ai employé l'acétate neutre de fer que j'ai précipité à l'état basique, soit en le portant à l'ébullition, soit en l'abandonnant à la température ambiante pendant un temps suffisamment long. En examinant des portions du précipité de fer qui se formaient successivement, j'ai observé un rapport entre l'activité α et l'activité β. Mais ni dans ce cas ni dans celui du cérium je n'ai constaté d'entraînement du RaD. J'ai préparé aussi une solution d'azotate de plomb (en dissolvant du plomb radioactif dans l'acide nitrique). Le plomb qui est resté était très actif. Il contient le RaE et le RaF. J'ai mis dans la solution 0,5 gr. d'azotate de barium, ensuite une quantité d'acide sulfurique mesurée qui a précipité tout le barium et encore 1 gr. environ de plomb. Le mélange des sulfates ne donne plus de rayons β.

IV. — *Par le charbon animal.*

J'ai aussi recherché si le charbon animal, qui, comme on le sait, entraîne le RaE et F, n'exerce aussi une influence sur le RaD. J'avais deux préparations qui par hasard étaient également actives : la première consistait en une certaine quantité de charbon de sang que j'avais maintenu dans une solution de plomb radioactif à l'ébullition. La deuxième était de l'acétate de fer basique précipité d'une portion de la même solution de plomb radioactif. J'ai observé que le charbon perdait son activité plus lentement que l'acétate et qu'il conservait indéfiniment une faible activité, ce qui ne se produisait pas avec l'acétate. C'est là un phénomène important; malheureusement, dans les conditions ordinaires, je n'ai pu le reproduire. En général les dépôts actifs entraînés par le charbon animal perdent avec leur activité β. Quand fut connu le travail de Rietzel ((*Le Radium*, 6 (1909) 342-346) d'après lequel la présence d'autres substances actives exerce une influence énorme sur la séparation de l'uranium X par le charbon animal, il fut d'un grand intérêt de rechercher comment le plomb libéré du RaE et F se comporte envers le charbon animal. Pour éliminer les traces probables de la substance active on avait d'abord mélangé le nitrate de plomb utilisé (50 gr.) avec l'acétate de fer et précipité celui-ci en faisant bouillir le mélange, après quoi le nitrate était transformé en chlorure. Ce dernier a été, selon, les données de M Debierne, débarrassé de RaE et F au moyen de cristallisations répétées en solution fortement acide par HCl. Comme moyen de contrôle on se servait d'une lame de cuivre qui après avoir été bouillie avec la solution pendant 1-2 heures a acquis une activité minime. Aussitôt que la solution de chlorure de plomb est devenue sensiblement inactive, on l'a fait bouillir avec du CO^3Na^2, et le carbonate qui s'était produit était transformé en nitrate. Ce dernier était fortement porté à l'ébullition pour éliminer le CO^2 (le CO^2 pouvait diminuer la faculté de l'absorption du charbon animal introduit). Quelques centigrammes du charbon animal frais étaient chauffés au rouge longtemps dans un courant de CO^2, puis, pendant un temps très court, dans un courant d'air. Ensuite ce charbon était introduit le plus vite possible dans une solution diluée chaude de nitrate de plomb, la solution était très peu acide (voy. Rietzel) et là on le laissait bouillir pendant 2 heures environ. Pendant ce temps une faible activité β peut s'accumuler. Pour éviter cet inconvénient j'ai essayé d'introduire dans la solution bouillante des lames de cuivre en rouleau (comme on le sait, le cuivre dans les conditions normales entraîne le RaF et en partie le RaE).

Mais ce procédé n'a pas réussi, car le charbon attire les substances actives beaucoup plus énergiquement que le cuivre. Après 2 heures de cette manipulation, le charbon acquérait une activité très faible, composée de rayons β qui disparaissaient lentement. Le charbon animal était introduit pour la seconde fois dans la même solution de nitrate de plomb et était exposé au froid, pendant un temps asssez long (24 heures). Après cet espace de temps le liquide est resté inactif, mais non le charbon. L'activité acquise par celui-ci était plus grande que celle du premier charbon animal, et consistait de même, seulement en rayons β. Pour empêcher une perte quelconque de substance active, le charbon animal mesuré n'était pas réduit en cendres, mais à cause de l'émanation de l'air, simplement gardé dans un dessicateur. Les charbons ont perdu leur activité avec le temps. J'ai refait sans succès une deuxième fois ces dernières expériences, en employant un nitrate de plomb très pur, et sans me servir de cuivre. J'ai alors mesuré l'activité acquise par le charbon et celle qui était restée dans l'eau mère (voir tables). Rietzel fait au sujet de l'action du charbon deux hypothèses : 1) l'action réciproque de la charge électrique du charbon d'une part et du corps radioactif correspondant de l'autre; 2) la solu-

bilité différente des corps radioactifs. La première hypothèse donnerait un nouvel appui à l'opinion sur le manque de charge électrique chez le RaD.

V. — *Par distillation et alliages.*

Hoffman avait tenté d'isoler le RaD par distillation d'un mélange de $PbCl^2$ et de AzH^4Cl. J'ai cherché à réaliser cette séparation par distillation du plomb radioactif métallique. J'ai chauffé plusieurs grammes de plomb radioactif (que l'on produit en général par réduction du carbonate au moyen de charbon ou cyanure de potasse) dans une cornue en porcelaine ou biscuit entre 600° — 700°. Le produit de la distillation était dissous dans le AzO^3H, puis évaporé, et chauffé jusqu'à la formation d'oxydes d'azote. L'activité β était petite et a disparu après un certain temps. Ensuite j'ai ajouté aux 300 gr. de plomb radioactif métallique 1 pour 100 — 3 pour 100 de Zn, et j'ai cherché à produire une distillation dans le four de Mecker. Notamment il faut obtenir une température de environ 1250°, qui est absolument suffisante pour l'évaporation du Zn. Ce qui avait été distillé était traité comme auparavant. Il faut remarquer que la distillation se faisait dans un courant d'hydrogène, le CO^2 étant moins commode. Dans l'espace de 8 heures, un mélange d'environ 5 pour 100 de plomb et du zinc fut distillé. Le produit dans ce cas restait constant et était un peu plus actif que les substances initiales. Il semble que dans la distillation sèche de plomb métallique c'est d'abord les RaF et E qui distillent et le RaD après eux seulement. Inversement, si on chauffe un fil de Pt recouvert d'un dépôt de RaD, E et polonium c'est le RaD qui distille le premier. L'évaporation lente sous une température relativement basse pourrait peut-être laisser dans le vase de distillation le plomb plus concentré. J'ai mélangé enfin du plomb radioactif à une très petite quantité d'argent en les chauffant et j'ai mis après du Zn. Il se forme un alliage triple qui surnage et qui peut être enlevé. J'ai préparé de cet alliage une lame. Elle s'est montrée faiblement active ; l'activité était due au polonium. En chauffant à une température très haute un alliage de ce plomb actif avec de l'argent, dans un courant d'air, j'ai laissé le plomb s'évaporer. Il est resté alors une goutte d'argent, qui a été martelée en une lame, dont l'activité faible était due au polonium. Malgré diverses opérations pour isoler le RaD du plomb je ne suis pas arrivé à le concentrer.

En terminant je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Mme Curie et à M. Debierne pour les bons conseils qu'ils m'ont donnés tout au long de ce travail.

[Manuscrit reçu le 20 juillet 1910].

Absorption et adsorption des émanations radioactives [1]

Par R. W. BOYLE

Laboratoire de M. Rutherford, puis de M. Barnes, Mc Gill University, Montréal

I. — *Absorption de l'émanation du thorium par le charbon.*

1. Appareil employé. — Dans le cas de l'émanation du thorium dont la période est courte (diminution de moitié en 54 secondes) une méthode de courant gazeux s'impose. L'émanation, mélangée avec quelque autre gaz, l'air dans les présentes expériences, passe à travers des tubes contenant, soit une matière absorbante, soit une matière non absorbante et, parvient dans la chambre d'ionisation où l'on mesure le courant qu'elle produit, à l'aide de l'électromètre.

La figure 1 représente le dispositif. Le courant d'air est alimenté par une soufflerie à eau. Un manomètre à huile lourde, soigneusement étalonné au moyen d'un flacon de Mariotte, permet de mesurer la vitesse du courant d'air. La différence des niveaux dans les deux branches du manomètre est directement proportionnelle à la quantité d'air passant par

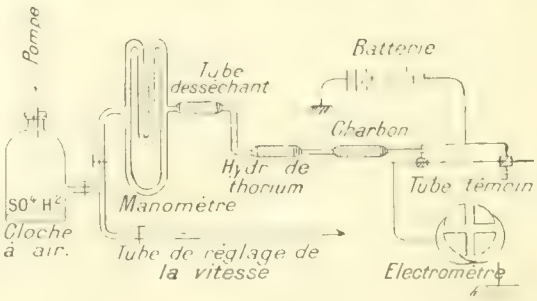


Fig. 1.

seconde dans le tube communiquant avec les deux branches manométriques.

1. Ce travail est extrait d'un mémoire d'ensemble publié dans le *Bulletin of the Macdonald Physics Building*, avril 1910. Le paragraphe 5, relatif à la théorie, est entièrement original.

L'air était soufflé, non aspiré, à travers l'appareil, et la soufflerie, reliée à la circulation d'eau sous pression de l'édifice, fonctionnait constamment à pleine charge. Il y avait, de cette manière, une différence de pression constante entre les deux extrémités du circuit, et le tube de fuite branché avant le manomètre, comme la figure l'indique, suffisait pour régler la vitesse du courant utilisé. Ce dispositif avait l'avantage de maintenir toujours la pression atmosphérique dans la chambre d'ionisation, placée à l'extrémité du circuit gazeux, et de supprimer ainsi les changements d'ionisation dus aux changements de pression.

Le réservoir d'air placé au commencement du circuit absorbait les légères irrégularités du courant d'air dues à de faibles variations de pression.

De l'acide sulfurique placé au fond de ce réservoir desséchait l'air ; la dessiccation était achevée dans un tube à anhydride phosphorique placé après le manomètre.

La chambre d'ionisation était reliée à un pôle d'une batterie de force électromotrice suffisante pour assurer la saturation du courant, l'autre pôle étant au sol. L'électrode centrale était reliée par l'intermédiaire d'un interrupteur à une paire de quadrants d'un électromètre Dolezalek, l'autre paire étant au sol. Une capacité réglable était en parallèle avec l'électromètre. L'électromètre, l'interrupteur, le condensateur et la chambre d'ionisation étaient électrostatiquement protégés par une cage en toile métallique reliée au sol.

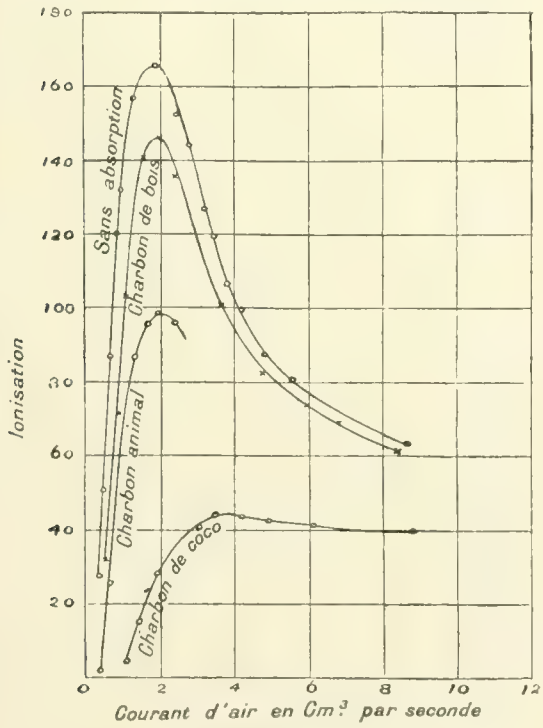


Fig. 2.

2. Expériences. — Les expériences ont eu pour but de construire les courbes reliant le courant recueilli à l'électromètre à la vitesse du courant d'air, et cela soit en prenant comme absorbant du charbon de diverses provenances, soit en faisant varier la dimen-

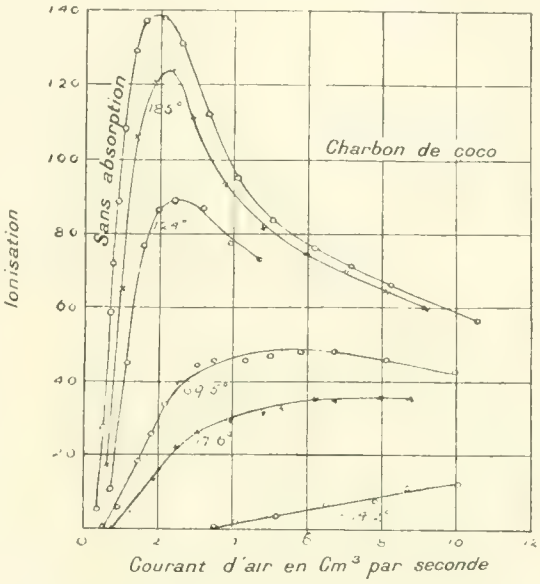


Fig. 3.

sion des grains, soit en faisant varier la masse absorbante et en laissant constante la dimension des grains, soit en faisant varier la température du charbon. Les figures 2, 3, 4, 5 reproduisent les familles de courbes

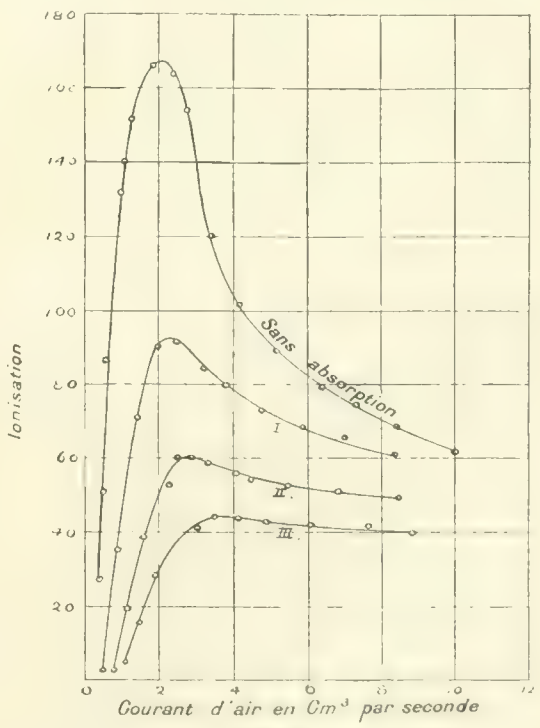


Fig. 4.

ainsi obtenues. Chacune d'elles contient une courbe relative à la non-absorption : pour l'obtenir, on rem-

plaçait le charbon par du quartz en grains de même grosseur, car il est essentiel, comme l'analyse qui suit va le montrer, de ne pas modifier les espaces interstitiels si l'on veut que la courbe de non-absorption soit directement comparable aux autres Dans la figure 4,

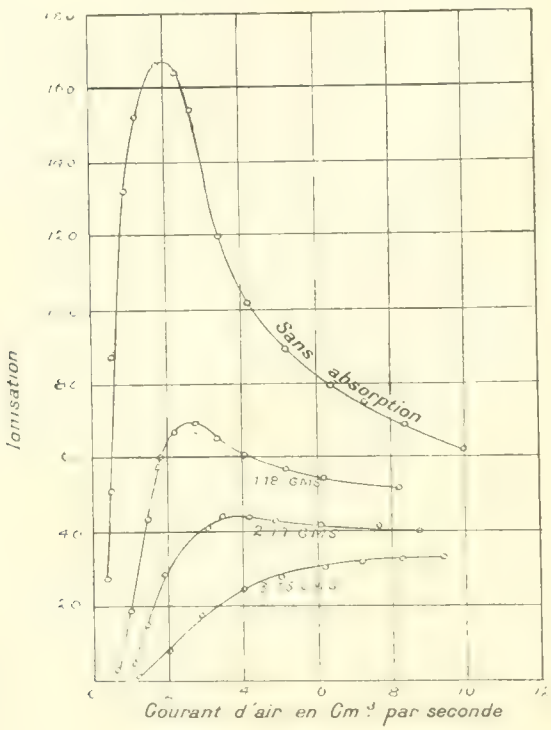


Fig. 5.

les courbes I, II, III se rapportent à une même masse (2gr,17) de charbon de noix de coco divisée en grains de différentes grosseurs (I, grains juste arrêtés

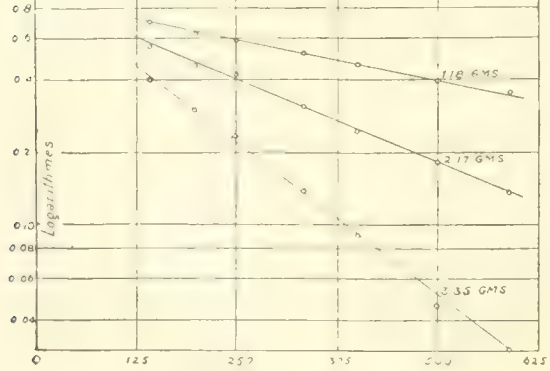


Fig. 6.

dans un tamis de 10 mailles au pouce; II, 20 mailles au pouce; III, 30 mailles au pouce). Les courbes de la figure 5, se rapportent à des grains de 30 mailles au pouce.

Pour étudier l'influence da la température sur l'absorption, le charbon était placé dans le récipient de forme spéciale. Ce récipient était plongé soit dans un mélange d'acide carbonique solide et d'éther, soit dans un four électrique.

3. Théorie. — L'existence d'un courant d'ionisation bien défini pour une vitesse déterminée du courant d'air montre qu'il s'établit un état de régime dans lequel il y a équilibre, à l'intérieur du tube d'absorption, entre l'émanation apportée par le courant d'air, celle qui se détruit dans l'espace interstitiel, celle qui se détruit dans le charbon et celle que le charbon absorbe. Comme aucun agent physique ou chimique n'a d'influence sur l'évolution des corps radioactifs, la constante de temps λ de l'émanation absorbée est la même que celle de l'émanation mélangée à l'air. D'après les résultats on peut admettre de plus : 1° que la quantité d'émanation absorbée à une température donnée, dans l'état d'équilibre dépend de la surface absorbante totale, et, par conséquent, pour une grosseur déterminée de grains, au volume absorbant ; 2° que la quantité absorbée est proportionnelle à la concentration.

Soit N_0 le nombre d'atomes d'émanation entrant par seconde dans le tube absorbant ;

N_1 le nombre d'atomes d'émanation qui en sortent ;

n le nombre d'atomes d'émanation passant par seconde à travers une tranche du tube d'abcisse x, perpendiculaire à l'axe ;

A_1 l'aire de section droite totale dans une tranche des grains absorbants et A_2 celle des espaces interstitiels (en supposant que la section est constante le long du tube) ;

q le débit du courant d'air en *cc* par seconde.

Dans la tranche d'abscisse x, d'épaisseur dx le nombre d'atomes d'émanation contenus dans les espaces interstitiels est $\frac{n}{q} A_2 \, dx$; le nombre de ceux qui se détruisent est $\lambda \frac{n}{q} A_2 \, dx$. Le nombre de ceux que contient le charbon dans la même tranche est $c \frac{n}{q} A_1 \, dx$, en désignant par *c le coefficient d'absorption*, c'est-à-dire le rapport du nombre d'atomes d'émanation contenus dans des volumes égaux de charbon et d'air en contact avec lui, une fois l'équilibre établi (aussi bien pour l'équilibre d'absorption que l'équilibre radioactif) ; le nombre de ceux qui se détruisent à l'intérieur du charbon, dans la tranche (x, dx) et par seconde, est donc $\lambda c \frac{n}{q} A_1 \, dx$, ou $s \frac{n}{q} A_1, dx$ en posant $s = \lambda c$. La diminution totale, de la tranche x à la tranche $x + dx$, est donc

$$-dn = \lambda \frac{n}{q} A_2 dx + s \frac{n}{q} A_1 dx$$

d'où l'on tire par intégration d'un bout à l'autre du tube absorbant, de longueur l

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{\lambda V_2 l}{q}} \cdot e^{-\frac{s V_1 l}{q}}$$

ou encore

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{\lambda V_0}{q}} e^{-\frac{s u}{q}}$$

en désignant par V_0 le volume interstitiel total et par u le volume absorbant total.

Soit maintenant N le nombre d'atomes d'émanation quittant par seconde le tube à oxyde de thorium, et soit t le temps mis par le courant d'air pour parcourir le volume v compris entre la sortie de ce tube à l'entrée du tube absorbant. On a

$$N_0 = N e^{-\lambda t} = N e^{-\lambda \frac{v}{q}}$$

Si l'on appelle de même v' le volume compris entre la sortie du tube absorbant et l'entrée de la chambre d'ionisation, le nombre d'atomes qui arrivent à cette chambre est

$$N_1 e^{-\frac{\lambda v'}{q}} = N e^{-\frac{\lambda v}{q}} e^{-\frac{\lambda V_0}{q}} e^{-\frac{\lambda v'}{q}} e^{-\frac{s u}{q}} = N e^{-\frac{\lambda V}{q}} e^{-\frac{s u}{q}}$$

en désignant par V le volume libre total compris entre la sortie du tube à oxyde de thorium et l'entrée de la chambre d'ionisation. Si l'on appelle enfin W le volume de la chambre d'ionisation, le nombre d'atomes qui sortent de cette chambre est

$$N e^{-\frac{\lambda V}{q}} e^{-\frac{s u}{q}} e^{-\frac{\lambda W}{q}}$$

et par conséquent le courant électrique recueilli, proportionnel au nombre d'atomes disparus dans la chambre d'ionisation est

$$i_1 = K N e^{-\frac{\lambda V}{q}} e^{-\frac{s u}{q}} \left(1 - e^{-\frac{\lambda W}{q}}\right) \qquad (1)$$

Dans le cas de non-absorption on a $s = o$, et si le volume libre total entre le tube à oxyde de thorium et l'entrée de la chambre d'ionisation est le même (d'où la nécessité de remplacer le charbon par du quartz concassé en grains de même grosseur), on a

$$i_0 = K N e^{-\frac{\lambda V}{q}} \left(1 - e^{-\frac{\lambda W}{q}}\right) \qquad (2)$$

4. Comparaison de la théorie et de l'expérience. — Si l'on porte q en abscisses et i en ordonnées, les formules (1) et (2) fournissent bien des courbes de même forme que les courbes expérimentales des figures 2, 3, 4, 5. Le maximum du courant d'ionisation correspond à une valeur du débit donnée par la formule

$$q_{\max} = \frac{\lambda W}{\log\left(1 - \frac{\lambda W}{\lambda V + s u}\right)}.$$

L'absorption a donc sur q max. le même effet qu'une augmentation égale à su du volume interstitiel, effet qui consiste à déplacer vers la droite le maximum du courant.

En divisant membre à membre les équations (1) et (2) on a

$$\frac{i_1}{i_0} = e^{-\frac{s u}{q}}$$

d'où

$$\log \frac{i_1}{i_0} = -s u \cdot \frac{1}{q}.$$

La figure 6 reproduit les courbes obtenues en portant $\frac{1}{q}$ en abcisses et $\log \frac{i_1}{i_0}$ en ordonnées et en faisant varier, pour une même grosseur de grains, la masse absorbante (comme fig. 6). Ce sont bien des droites, mais elles ne passent pas exactement par l'origine; on est conduit à écrire

$$\log \frac{i_1}{i_0} = s u \cdot \frac{1}{q} + \log \gamma$$

la quantité γ ayant les valeurs 0,88, 0,90, 0,92; on doit donc écrire aussi

$$i_1 = \gamma K N e^{-\frac{\lambda V}{q}} e^{-\frac{s u}{q}} \left(1 - e^{-\frac{\lambda W}{q}}\right)$$

et l'on voit que la constante γ signifie que l'adhérence mécanique d'un certain nombre de molécules d'émanation au charbon est différente de leur adhérence pour le quartz.

La pente des droites est proportionnelle au volume total de l'absorbant. En supposant que les volumes sont proportionnels aux masses pour une même grosseur de grains, on trouve que la quantité su doit être proportionnelle à 1,18, 2,17 et 3,17 ou à

$$1 : 1,9 : 2,9,$$

alors qu'en réalité ses valeurs sont proportionnelles à

$$1 : 2,0 : 3,2.$$

Quant à la quantité totale d'émanation absorbée, on peut en déduire la mesure de la connaissance de la variation relative $\frac{i - i_1}{i}$. En effet cette variation est évidemment égale au rapport de la quantité d'émanation que le charbon absorbe par seconde pour compenser celle qui s'y détruit, à la quantité qui

sortirait du tube si le charbon était remplacé par du quartz. Si Q est la quantité d'émanation contenue dans le charbon, celle qui s'y détruit par seconde est λQ, et si le charbon était remplacé par du quartz, la quantité d'émanation qui sortirait du tube serait

$$N_0 e^{\frac{\lambda N_0}{q}};$$

on a donc

$$\frac{\lambda Q}{N_0 e^{\frac{\lambda N_0}{q}}} = \frac{t_0 - t_1}{t_0}$$

ou

$$\frac{Q}{N_0} = e^{\frac{\lambda N_0}{q}} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \Delta$$

ou encore, en remarquant que le volume V_0 est très petit,

$$\frac{Q}{N_0} = \frac{\Delta}{\lambda}$$

et la quanté Δ est directement accessible à l'expérience.

Enfin de l'inclinaison des droites de la figure 7, on peut déduire le coefficient d'absorption c. Il est sans doute assez difficile de connaître u avec précision, mais sa valeur doit être de l'ordre du volume du tube rempli du charbon absorbant. Dans le cas où ce tube contenait 2 gr. 17 de charbon, ce volume était de 5,1 cc. et su était égal, d'après la courbe de la figure 6 à 3,18 ; par conséquent

$$s = \frac{3,19}{5,1} = 0,62$$

et

$$c = \frac{s}{\lambda} = \frac{0,62}{1,28 \cdot 10^{-2}} = 49.$$

Nous arrivons donc à cette importante conclusion que le nombre d'atomes d'émanation absorbés par centimètre cube de charbon — grains exactement arrêtés par un tamis de 30 mailles au pouce — à la température ordinaire, est environ 50 fois le nombre d'atomes d'émanation contenus par centimètre cube dans l'air environnant ; autrement dit, que la concentration de l'émanation dans le charbon est environ 50 fois la concentration hors du charbon.

Ce nombre est beaucoup plus grand que les nombres donnés par Dewar pour les gaz ordinaires[1]. La quantité de gaz occlus par centimètre cube de charbon à 0° en contact avec une atmosphère du même gaz à la même température correspond d'après Dewar aux concentrations suivantes :

CO^2	24	fois la quantité par cm³ à l'extérieur du charbon.		
O_2 . .	18	—	—	—
Az_2 . . .	15	—	—	—
Ar . . .	12	—	—	—
H	4	—		
He . . .	2	—		—

Or on sait, d'après les expériences de Travers, que le rapport entre la concentration du gaz absorbé à celle du gaz environnant augmente d'autant plus rapidement que la pression est plus réduite. Cela est bien d'accord avec la grandeur du coefficient d'absorption obtenu pour l'émanation du thorium, qui se trouve, dans les expériences présentes, sous une pression extrêmement faible. C'est sans doute grâce seulement à la petitesse de cette pression que la loi de proportionnalité de la quantité absorbée à la concentration ambiante est valable.

Il semble en outre ressortir de l'ensemble de ces expériences que l'absorption dont il s'agit est uniquement un phénomène de condensation superficielle, ce qu'on appelle aussi *adsorption*.

Le phénomène se produit si rapidement qu'il ne peut se produire une *solution* ou une diffusion dans l'intérieur de la phase solide.

II. *Absorption de l'émanation du thorium par divers liquides.*

D'après quelques expériences de Hofmann[1], Klaus et autres, il paraît que l'émanation du thorium est 4 fois aussi soluble dans l'eau que l'émanation du radium, à la température ordinaire, tandis que dans le pétrole elle est 2 fois moins soluble.

L'auteur a étudié la variation avec la température de l'absorption par divers liquides, eau pure ou additionnée de sels, alcool, acide sulfurique, pétrole, avec le même appareil que pour le charbon. Il a obtenu pour les courbes représentant le courant d'ionisation, en fonction du débit gazeux, des résultats analogues à ceux qu'il avait obtenus avec le charbon.

Ces résultats montrent que les solubilités de l'émanation du thorium augmentent dans l'ordre suivant : solution du $CuSO^4$, $CaCl^2$, H^2O, SO^4H^2, alcool, pétrole. Cet ordre est le même que par l'émanation du radium dans les mêmes liquides.

La place nous manque pour nous étendre sur ces expériences ainsi que sur celles que l'auteur a effectuées sur l'absorption de l'émanation du radium par le charbon.

Reçu le 10 juin 1910.

Extrait et analysé par Louis Dunoyer.

1. *Proc. Roy. Soc.*, 1904.

1. *Phys. Zeit.*, 6 (1905) 557 et 820.

ANALYSES

Radioactivité

Note sur les coefficients de diffusion de l'émanation et des particules du dèpôt actif de l'actinium. — **J.-C. Mc Lennan** (*Phys. Rev.*, **30** (1910) 660-661). — T. Kennedy a montré qu'il y a dans différents gaz un maximum d'activité à une distance définie de la substance active, et a trouvé que la position de ce maximum varie avec la pression à laquelle a lieu l'activation. Cette variation a été attribuée à la diffusion et on a déterminé les coefficients de diffusion relatifs pour l'effet maximum dans l'air, l'hydrogène et le gaz carbonique. Les coefficients de diffusion sont pratiquement les mêmes que ceux déterminés par Russ pour la diffusion de l'émanation de l'actinium. Il semble donc que les particules du dépôt actif et l'émanation de l'actinium possèdent le même coefficient de diffusion.

Wellisch et Franck ont montré que des ions, dont les masses diffèrent notablement, possèdent la même mobilité dans l'hydrogène. Ce résultat est d'accord avec une théorie de l'ionisation de Sutherland dans laquelle il suppose qu'il y a une viscosité provenant de la polarisation électrique due à la rencontre des molécules par un ion qui exerce une influence prédominante pour les valeurs des mobilités. Cette viscosité intervient aussi dans la diffusion des ions et explique que les coefficients de diffusion du dépôt actif et de l'émanation de l'actinium sont les mêmes.

G. Dunne.

La dispersion des rayons α par leur passage à travers la matière. — **H. Geiger** (*Proc. Roy. Soc.*, Sér. A, **83** (1910) 492-504). — Le présent travail est une étude quantitative du phénomène de la dispersion des rayons α par leur passage à travers la matière.

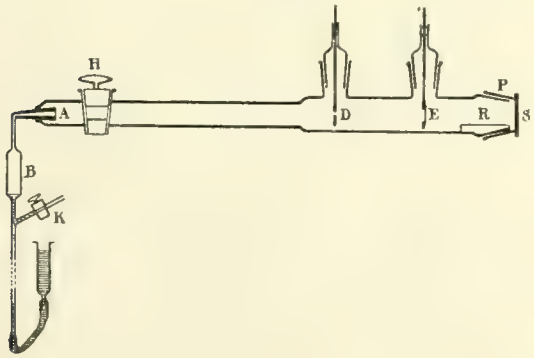


Fig. 1.

L'appareil employé est représenté figure 1 : il se compose d'un long tube de verre portant un robinet à large ouverture H, une fenêtre circulaire D, de 1 millimètre de diamètre et des supports E et R, sur lesquels on peut fixer des écrans. S est un écran au sulfure de Zn, et B est un petit appareil que l'on peut remplir d'émanation de radium : il se termine par une partie conique, que l'on introduit dans le tube précédent, et qui est fermée par un écran mince en mica A, de 2 millimètres de diamètre. Après avoir introduit l'émanation, on la comprime dans le tube conique en faisant monter le mercure dans B et on la laisse ainsi pendant 3 heures. La radioactivité induite a atteint alors son intensité maximum ; si on fait alors redescendre le mercure, de façon qu'il ne reste plus dans le tube conique qu'une fraction négligeable de l'émanation initiale, et si on attend 15 minutes, on peut considérer A comme une source de rayons α homogènes, dus au radium C. Pendant ce temps on a fait dans le grand tube un vide aussi parfait que possible.

En l'absence d'écrans interposés sur le trajet des rayons α, on observe sur S une tache circulaire de 1,2 millimètre de diamètre due aux scintillations, et dont les bords sont très nets ; mais, si l'on met un écran, on observe que cette tache s'élargit en même temps que les bords deviennent flous. Si n est la densité des scintillations à une distance r du centre de la tache, $2\pi r n\,dr$ représente la probabilité pour qu'une scintillation se produise à une distance du centre comprise entre r et $r + dr$, ou bien, pour que les particules α correspondantes soient déviées d'un angle $\frac{r}{s}$, s étant la distance de l'écran absorbant à S. On trouve que la courbe $2\pi r n = f(r)$ ressemble à la courbe de Maxwell, relative à la distribution des

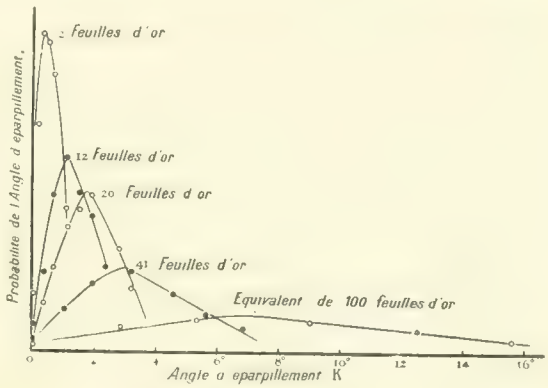


Fig. 2.

vitesses des molécules d'un gaz. La figure 2 reproduit les courbes obtenues par l'auteur pour des écrans absorbants en or d'épaisseurs variables.

L'abscisse du maximum de l'une de ces courbes est ce que Geiger désigne sous le nom « d'angle le plus probable de dispersion », et elle peut être prise pour caractériser, au point de vue de la dispersion, l'écran correspondant ; désignons par B cet angle.

On trouve d'abord que, pour une même substance, B varie proportionnellement à l'épaisseur, sauf pour les épaisseurs très faibles, pour lesquelles B serait proportionnel à la racine carrée de l'épaisseur. Une même substance est alors caractérisée par la valeur de B correspondante à une épaisseur de la substance équivalente à 1 centimètre d'air, au point de vue du pouvoir d'arrêt des particules α ; soit K cette valeur de B, que nous appellerons coefficient de dispersion. Les expériences de Bragg et Kleeman ont montré que le pouvoir d'arrêt d'un atome est proportionnel à la racine carrée $\sqrt{A}$ du poids atomique. Par

suite, des lames de même pouvoir d'arrêt contiennent un nombre d'atomes inversement proportionnel à $\sqrt{A}$.

Le produit $K\sqrt{A}$ serait donc proportionnel à la dispersion produite par un seul atome, et on trouve qu'il est proportionnel à A. Tous ces résultats sont rassemblés dans le tableau ci-dessous.

1	2	3	4	5	6
Corps produisant la dispersion.	Poids atomique A de la substance de l'écran.	Pouvoir de dispersion K	$K \sqrt{A}$	$K \sqrt{A}$ / K_2	$K \sqrt{A} \times 10^3$ / K_2
Or	197	2.1	0.150	1.00	0.51
Etain . .	119	1.5	0.158	0.56	0.47
Argent	108	1.5	0.144	0.55	0.49
Cuivre	64	1.1	0.138	0.50	0.47
Aluminium	27	0.6	0.115	0.106	0.59

K représente l'angle le plus probable dont est déviée une particule α en traversant une lame d'écrans ayant le même pouvoir d'arrêt que l'air.

K₂ est proportionnel à l'angle de déviation le plus probable qu'un atome produit sur une particule α.

Enfin Geiger a étudié l'influence de la vitesse des rayons α sur leur dispersion et il a trouvé que K était inversement proportionnel à V.

Ainsi s'explique pourquoi la dispersion, qui croît comme la racine carrée de l'épaisseur de matière traversée, lorsque celle-ci est petite, croît ensuite proportionnellement à elle. J. Danysz.

Phosphorescence produite par les rayons α et β. — E. Marsden (*Proc. Roy. Soc.*, A, 83 (1910), 548-561). — Lorsqu'un écran au sulfure de zinc est exposé au bombardement des particules α, on remarque que l'intensité des scintillations va en diminuant; leur nombre diminue également. L'observation de la luminosité au photomètre Lummer Brodhun, montre que la luminosité d'un tube contenant de l'émanation augmente pendant trois heures environ pour décroître ensuite plus vite que l'émanation elle-même. Un écran au sulfure de zinc exposé à l'émanation change de couleur, et l'action de la lumière n'est plus la même sur lui.

Un tube recouvert intérieurement de sulfure de zinc, contenant de l'émanation, et porté à des températures de plus en plus élevées jusqu'à 360 degrés, est moins lumineux qu'un tube maintenu à la température ambiante; dans l'air liquide il n'y a pas de changement appréciable. Un faisceau infra-rouge ne diminue l'intensité lumineuse que de 5 pour 100.

Le sceptre de cette luminosité contient deux bandes, l'une du côté du rouge, l'autre du violet, cette dernière devient plus lumineuse que l'autre au fur et à mesure que l'exposition devient plus longue. 1, 5 pour 100 de l'énergie totale des particules α est transformée en énergie lumineuse.

Dans le cas des tubes recouverts de willémite, la décroissance de la luminosité est la même que pour le sulfure de zinc, mais est infiniment plus rapide pour le platinocyanure de baryum.

Si on expose un tube, recouvert d'une des substances citées plus haut, au rayonnement d'un tube contenant de l'émanation en équilibre avec ses produits de désagrégation jusqu'au radium C, et ne laissant pas passer les rayons α, on constate au bout de 20 minutes un accroissement de luminescence, puis une diminution plus rapide que la décroissance de l'émanation. Quand on retire le tube, la luminosité ne diminue pas immédiatement. L'infra-rouge diminue de 20 pour 100 la luminescence produite par les rayons β.

Dans les mêmes conditions, la willémite présente une augmentation de luminosité de 6 pour 100 au bout d'une heure et demie, la fatigue est la même que pour le sulfure de zinc. L'infra-rouge n'a pas d'action. Le platinocyanure présente, lui aussi, un accroissement avec le temps, l'infra-rouge produit peu de chose, mais le décroissement est beaucoup plus rapide que dans les cas précédents.

Ed. Salles.

Théorie de la luminosité produite par diverses substances sous l'action des rayons α. — **Rutherford** (*Proc. Roy. Soc.*, (A), **83** (1910), 561-572). — Le sulfure de zinc, contenant 1 pour 100 d'impuretés, produit des scintillations sous l'influence des rayons α; par suite du faible pourcentage d'impuretés, une faible fraction des molécules sera probablement seule cause du phénomène; ces *centres actifs* seront en moyenne distribués uniformément parmi les molécules inactives. L'hypothèse fondamentale de Rutherford est la suivante : la scintillation résulte de la dissociation, sous le choc de la particule α, des centres actifs se trouvant sur son trajet; au moment où la dissociation a lieu, le centre actif émettra de la lumière mais cette fois-là seulement; il n'est plus apte à scintiller ensuite. Plusieurs milliers de centres se trouvant au début vraisemblablement le long de la trajectoire de la particule α, l'effet d'un bombardement continuel ne causera pas une diminution du nombre des scintillations mais de leur intensité, l'intensité d'une scintillation étant en moyenne proportionnelle au nombre de centres actifs restant.

L'auteur utilise pour sa théorie les recherches de Marsden[1]; ce dernier étudiait les scintillations d'écrans de willémite, de sulfure de zinc, de platinocyanure de baryum enfermés dans des tubes contenant de l'émanation; trois sources de rayons α agissaient donc : l'émanation, le radium A et le radium C. On peut supposer que dans ce cas, en première approximation, l'ionisation décroît avec la distance traversée suivant une loi exponentielle; en effet en traçant une courbe donnant la variation d'ionisation avec la distance pour chaque série de rayons, puis ajoutant, on peut en déduire la variation d'ionisation pour les trois séries ensemble. R étant le parcours de la particule α dans la substance considérée, D l'épaisseur, $\frac{i}{i_0}$ le rapport des courants pour différentes valeurs de $\frac{D}{R}$ on a :

$\frac{D}{R}$	0	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\frac{i}{i_0}$	1,00	0,8	0,65	0,45	0,295	0,18	0,1
e^{-KD}	1,00	0,8	0,64	0,41	0,26	0,165	0,105

$\frac{D}{R}$	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\frac{i}{i_0}$	0,056	0,027	0,014	0,005	0
e^{-KD}	0,067	0,042	0,027	0,017	0,011

en prenant $k = \frac{4,5}{R}$

1. *Proc. Roy. Soc.*, A **83** 1910 548 (analyse précédente).

Considérons une surface d'un centimètre carré, d'épaisseur dx située à une profondeur x.

Si P particules α sont émises, le nombre d'ions produits dans dx sera $Ki_0e^{-Kx}dx$, où $i_0 = Pq$, q étant le nombre d'ions formés par une particule α; il y a Ndx molécules, la fraction ionisée pendant le temps dt est $\frac{Ki_0e^{-Kx}dx}{N}$,

et si les centres actifs ont même diamètre que ceux qui ne le sont pas, le nombre de molécules actives par unité de volume est

$$\frac{dn}{n} = \frac{Ki_0}{n}e^{-Kx}dt$$

et λ étant la constante de l'émanation

$$\frac{dn}{n} = -\frac{i_0K}{N}e^{-Kx}e^{-\lambda t}$$

La luminosité dI peut être prise égale à $-\frac{dn}{dt}$; pour plus de simplicité faisons $\frac{i_0K}{k} = A$ et posant $e^{-Kx} = y$, il vient après intégration :

$$I = \frac{\lambda e^{-\lambda t}}{k(1-e^{-\lambda t})}\left\{1 - e^{-\frac{A}{\lambda}(1-e^{-\lambda t})}\right\}$$

quand $t = 0$, $I_0 = \frac{A}{k}$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{-\lambda t}}{\frac{A}{\lambda}(1-e^{-\lambda t})}\left\{1 - e^{-\frac{A}{\lambda}(1-e^{-\lambda t})}\right\}$$

ou

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{-\lambda t}}{B(1-e^{-\lambda t})}\left\{1 - e^{-B(1-e^{-\lambda t})}\right\} \quad (1)$$

avec

$$B = \frac{A}{\lambda} = \frac{i_0K}{N\lambda} = \frac{P_0qK}{N\lambda}.$$

Comme dans les expériences de Marsden, les mesures ne commençaient que trois heures après l'introduction de l'émanation; pour comparer la théorie à l'expérience, il faut prolonger la courbe vers l'origine. Deux tableaux donnent l'accord entre la théorie et l'expérience, en prenant pour le calcul une valeur convenable de B dans l'équation (1); nous donnons le tableau pour le sulfure de zinc.

Temps en heures.	$e^{-\lambda t}$	A. Bombardement produit par $4 \cdot 10^7$ particules α par seconde, par centimètre carré. Valeur observée $\frac{I}{I_0}$	A. Valeur calculée $\frac{I}{I_0}$ B = 5	B. Bombardement produit par $2 \cdot 10^8$ particules α par seconde, par centimètre carré. Valeur observée $\frac{I}{I_0}$	B. Valeur calculée $\frac{I}{I_0}$ B = 12
0	1,0	1,00	1,00	1,00	1,00
5	0,935	0,90	0,86	0,78	0,77
10	0,928	0,82	0,85	0,65	0,64
20	0,861	0,69	0,70	0,44	0,42
30	0,798	0,59	0,60	0,315	0,30
40	0,741	0,51	0,52	0,22	0,25
50	0,687	0,45	0,445	0,185	0,18
60	0,638	0,39	0,39	0,15	0,15
80	0,549	0,31	0,30	0,10	0,10
100	0,472	0,25	0,24	0,06	0,08
120	0,407	0,22	0,19	0,045	0,006

Si le nombre d'ions produits dans un solide est le même que dans un gaz, il est possible de calculer R. Rutherford trouve ainsi :

Sulfure de zinc	R = 3,7	10^{-7} cm
Willemite	R = 3,0	10^{-7} —
Platinocyanure de baryum	R = 4,2	10^{-7} —

Sachant que le pouvoir d'arrêt d'une molécule complexe est proportionnel à la somme des racines carrées des poids atomiques des atomes constituants, il est facile de trouver le nombre des molécules par unité de volume, on obtient :

Sulfure de zinc	$2,57 \cdot 10^{22}$
Willemite	$1,12 \cdot 10^{22}$
Platinocyanure de baryum	$5,70 \cdot 10^{21}$

Il vient alors pour B

Sulfure de zinc	$B = 1,57 \cdot 10^{8} P_0$
Willemite	$B = 5,90 \cdot 10^{8} P_0$
Platinocyanure de baryum	$B = 5,40 \cdot 10^{8} P_0$

P_0 étant le nombre de particules α émises par centimètre carré et par seconde.

Le tableau suivant donne les valeurs de B observées et calculées.

	$3P_0$	B calculé	B observé	B observé / B calculé
Willémite	6×10^7	0,78	1,4	1,8
	$1,5 \times 10^8$	1,7	3,1	1,8
Sulfure de zinc	4×10^7	0,18	3,0	17 } 15
	2×10^8 environ	0,9	12,0	13 }
Platinocyanure de baryum	$1,5 \times 10^7$	0,3	1400	4700

Deux points de vue peuvent être envisagés pour interpréter ces résultats : ou bien le centre actif est un agrégat de dimensions plus grandes que la molécule, ou bien la région de dissociation d'une particule α n'est pas confinée aux molécules et centres neutres se trouvant directement sur son trajet, mais s'en étend à quelque distance. L'auteur discute les deux hypothèses, faisant remarquer que, quelle que soit celle envisagée, les centres actifs sont de dimensions moléculaires pour la willémite et le sulfure de zinc.

Ed. Salles.

Déviation magnétique des rayons β. — O. v. Baeyer et O. Hahn. (*Nature*, **83** (1910) 369). — Les auteurs ont étudié par une méthode photographique la déviation magnétique des rayons β et ont pu mettre en évidence, dans certains cas, des lignes de déviation bien définies. Le dépôt actif du thorium donne deux groupes de rayons β (Th. A et Th. D); on obtient deux lignes de déviation bien définies dans le champ magnétique. En employant un champ plus puissant, les auteurs ont obtenu une troisième ligne voisine de la ligne correspondant au Th. A. Le Th. X donne une ligne supplémentaire et on peut rapprocher ce fait de la découverte récente par Hahn et Meitner dans le Th. X d'une nouvelle radiation β facilement absorbable. Le mésothorium donne environ cinq à six lignes de déviation, ce qui est en accord avec les expériences d'absorption de Hahn et Meitner qui avaient mis en évidence une radiation β complexe.

Les auteurs n'ont pu obtenir avec le radium, des lignes séparées, ce qui tient sans doute d'une part à ce que les

rayons β des produits du radium diffèrent peu dans leur vitesse et d'autre part à la faiblesse du champ employé. Les rayons β durs donnent naissance à une radiation secondaire qui voile la plaque photographique.

Ces expériences montrent que certaines substances radioactives émettent des groupes de rayons β de vitesse définie pour lesquels **e m** et **v** peuvent être déterminés séparément. G. Dannf.

Absorption des rayons β du radium par les solutions et les liquides. — W. A. Borodowsky (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 605-619). — L'auteur mesure à l'électroscope l'intensité des rayons β qui ont traversé une épaisseur donnée de différents liquides, et compare l'absorption obtenue à celle que produisent des épaisseurs mesurées d'aluminium.

1. L'absorption est indépendante de l'état physique et chimique des solutions. C'est ainsi que lorsque les rayons β traversent une certaine masse d'eau et d'acide sulfurique, l'absorption est la même si les deux corps sont séparés ou mélangés. Le résultat est le même pour des solutions de Ag^2SO^4 et $BaCl^2$, etc.

2. Pour une substance donnée l'absorption est proportionnelle à la masse de substance traversée.

3. L'absorption par un sel en solution (on défalque de l'absorption totale, celle qui est due à l'eau) est proportionnelle à la concentration.

4. L'absorption par les corps composés est une propriété additive des éléments (Crowther) et est indépendante de l'arrangement des atomes dans la molécule. E. Bauer.

L'ionisation de divers gaz par les rayons β de l'actinium. — R. D. Kleeman (*Proc. Roy. Soc.*, **A-83** (1910) 530-533). — Les coefficients d'absorption des rayons β de substances radioactives ont conduit aux résultats représentés dans le tableau suivant.

Tableau I.

Substance absorbante	Valeurs du coefficient d'absorption		
	Rayons β de l'actinium (Godlewski)	Rayons β de l'uranium (Eidelberg)	Rayons β de l'uranium (Crowther)
Aluminium	52.7	14	15.7
Mica	55	17.2	
Laiton	108		
Cuivre	159	60	60.7
Étain	154		68.9
Plomb	165	122	122.8

On voit, d'après ces nombres, que les coefficients d'absorption des rayons β de l'actinium, en général plus grands que ceux de l'uranium, croissent moins vite que ceux-ci en fonction du poids atomique des corps absorbants. D'autre part, Lenard a trouvé que le rapport du coefficient d'absorption à la densité du corps absorbant est constant pour les rayons cathodiques, alors que, pour les rayons β de l'uranium, ce rapport croît rapidement avec le poids atomique. Les rayons β de l'actinium se comportent donc comme intermédiaires entre les précédents, au point de vue de l'absorption.

Kleeman se propose, dans ce travail, de vérifier s'il en est de même de l'ionisation, afin de voir s'il y a une relation entre ces deux phénomènes. Il emploie un condensateur de grandes dimensions, qu'il peut remplir avec la vapeur ou le gaz dont il veut étudier l'ionisation; un disque portant la matière active envoie les rayons β dans le condensateur à travers une fenêtre d'aluminium. Les résultats obtenus sont contenus dans le tableau suivant :

Tableau II.

Gaz	Ionisations relatives	
	Rayons β de l'actinium	Rayons β de l'uranium.
Air	1,00	1,00
H^2	0.159	0.165
C^2H^6O	4.28	4.39
C^2H^5Cl	5.55	5.24
C^2H^5Br	4.45	4.41
CH^3I	5.54	5.11

On voit que les deux espèces de rayons donnent les mêmes nombres. Or, c'est le même résultat que l'on obtient si l'on considère les valeurs relatives de leurs coefficients d'absorption, jusqu'à l'étain inclusivement, donnée dans le tableau I. A partir du plomb il n'en est plus de même. Il en résulterait, d'après l'auteur, que l'ionisation et l'absorption relatives, par atome, seraient indépendantes de la rapidité des rayons β, pour les corps de poids atomique inférieur ou égal à celui de l'étain. J. Danysz.

Rayonnement secondaire produit par l'uranium X. — W. B. Huff. (*Phys. Rev.*, **30** (1910) 482-491). — Le rayonnement secondaire produit par l'uranium X est proportionnel au poids atomique de la substance exposée au rayonnement; cette loi se vérifie par l'examen de quinze éléments, les mesures ont été faites en comparant les ionisations dans un électroscope. L'auteur a étudié d'une façon complète l'aluminium, l'étain, le plomb, à la fois comme sources de rayons secondaires et comme écrans. L'intensité du rayonnement augmente avec l'épaisseur du métal exposé à l'uranium X. Sauf pour des couches minces, l'absorption par l'aluminium est presque linéaire jusqu'à 1 mm avec le plomb comme radiateur; l'absorption par le plomb est d'abord approximativement exponentielle, mais se fait à peu près suivant une loi linéaire pour les rayons les plus pénétrants. Les courbes de radiation et d'absorption, dans le cas du plomb et de l'aluminium, se coupent en un point correspondant environ à la moitié de l'ionisation maximum. Si l'on emploie des feuilles d'or très minces le phénomène est irrégulier.

Plusieurs expériences ont été faites avec des corps à poids atomiques voisins, afin de voir, si les radiations secondaires étaient différemment absorbées par des écrans de même nature que l'un des radiateurs. Les rapports des ionisations, après absorption partielle des rayons secondaires pour des disques d'épaisseurs variées, ne diffèrent pas sensiblement de ceux calculés quand le rayonnement traversait une feuille d'aluminium.

En général, l'uranium X était recouvert d'une feuille d'aluminium pour couper le rayonnement α; si on ne prend pas cette précaution, on remarque que l'absorption par l'aluminium du rayonnement secondaire du plomb est normale jusqu'à 0,08 mm, puis l'ionisation décroît rapidement et la courbe redevient normale. Le même phénomène s'observe pour l'aluminium pour une épaisseur plus grande que 0,04 mm. Ed. Salles.

Sur la radiation secondaire produite par les rayons β du radium. — W. H. Bragg (*Phys. Rev.*,

30 (1910) 638-640). — Dans une discussion des théories de la radiation secondaire due aux rayons γ et aux rayons X, M. S. T. Allen a fait des assertions que Bragg réfute dans la présente note. Bragg a considéré que l'électron négatif était associé à un électron positif dont la masse est petite relativement à celle de l'électron négatif. On peut expliquer une telle différence de masse en admettant que la masse de l'électron négatif résulte de la concentration de sa charge sur une petite surface d'environ 10^{-13} cm de diamètre, et que l'électron négatif est plus diffus. Le fait qu'on n'a pas isolé du centre positif de masse inférieure à l'atome n'est pas un argument contre cette façon de voir, car un tel centre positif peut contenir un certain nombre de centres négatifs tous associés, sauf un ou deux, à un positif.

M. Allen croit que la radiation d'un sel est fonction du poids moléculaire de ce sel; s'il est vrai que la radiation émise par un élément pur est fonction du poids atomique, on n'est pas autorisé à faire la somme des effets sur chaque composant pour avoir la radiation du composé. Bragg suppose qu'une particule β agit sur un atome indépendamment du voisinage ou de l'association d'autres atomes; l'intensité de la radiation secondaire dépendrait non pas du groupement moléculaire, mais du nombre relatif des grands et des petits atomes présents.

Allen a trouvé que le chlorure d'éthylène donne une radiation secondaire plus intense que le bromure d'éthylène et possède un pouvoir absorbant trois fois plus grand. Bragg a fait faire par deux méthodes différentes la détermination des cœfficients d'absorption de ces deux composés et a trouvé la même valeur pour chacun d'eux. Il a trouvé aussi que la radiation du chlorure d'éthylène était moindre que celle du bromure d'éthylène.

Bragg explique la relation entre la radiation secondaire et l'angle d'incidence. Pour un rayon déterminé traversant un atome, la chance pour qu'il soit dévié de sa direction peut être considérée comme proportionnelle au rayon vecteur dans cette direction; si on construit la courbe des rayons vecteurs pour un grand nombre de cas, on constate que, dans les cas des rayons β et d'un atome lourd comme le plomb, l'atome est au centre de la courbe; avec l'aluminium l'atome est concentrique. Aussi il n'y a pas lieu d'invoquer une réflexion particulière, incompatible avec l'hypothèse que le rayon β n'agit que sur un atome à la fois. G. Danne.

La question de l'homogénéité des rayons γ. — F. et W. M. Soddy et A. S. Russell (*Phil. Mag.*, VI-19 (1909) 725-757). — Dans ce travail très intéressant, les auteurs se sont proposé, en effectuant sur l'absorption des rayons γ un très grand nombre de mesures dans les conditions les plus favorables, de chercher à résoudre la question si discutée de l'homogénéité de ces rayons.

Le mémoire comprend trois parties :

Dans une première partie est étudiée l'absorption des rayons γ de l'uranium par diverses substances sous des épaisseurs au maximum équivalentes à 1 cm de plomb.

Une seconde partie étudie l'absorption, par le plomb, des rayons γ du radium. Dans ces expériences, le radium était au centre d'une enceinte ayant la forme de deux hémisphères, et les plaques absorbantes étaient constituées par deux hémisphères tronqués. Ce dispositif permet des calculs théoriques simples.

Ces deux parties conduisent à admettre l'homogénéité des rayons γ.

Une troisième partie étudie les écarts des courbes d'absorption de l'exponentielle pour de très faibles et de très grandes épaisseurs de plomb, et montre que ces écarts sont dus à des perturbations étrangères.

Voici le résumé des résultats acquis par ces expériences :

1° Il est établi d'une manière générale que, *initialement*, les rayons γ primaires (du moins du radium) sont homogènes. Puisque les rayons β ne le sont pas, c'est une raison de plus d'admettre que ces deux types de rayons sont probablement indépendants;

2° Une étude du début de la courbe d'absorption des rayons γ de l'uranium X ne réussit pas à établir l'existence des rayons γ « doux », et si cette radiation existe, elle ne peut être que relativement faible et sans importance;

3° L'absorption par le plomb des rayons γ du radium se fait suivant une loi exponentielle $I_x = I_0 e^{-\lambda d}$, λ ayant une valeur constante (0,50), et il ne se produit aucune dispersion. Avec le zinc, il existe des rayons secondaires doux engendrés par les rayons primaires et ayant un coefficient d'absorption 4,5 fois plus grand. Un équilibre ne s'établit entre les deux radiations qu'après seulement que 2 cm de zinc ont été pénétrés;

4° Avec des méthodes convenables, les rayons γ du radium sont absorbés strictement suivant une exponentielle ($\lambda = 0,50$) jusqu'à une épaisseur de 22 cm de plomb. Pour les épaisseurs plus grandes, on observe des écarts dus à la présence d'une radiation secondaire apparemment engendrée par le plomb et capable de pénétrer rapidement toutes les substances, sauf le plomb, même après réflexion sur du bois;

5° Les écarts de l'exponentielle pour le début de la courbe d'absorption (faibles épaisseurs) dépendent beaucoup de la nature du corps qui absorbe les rayons. Le zinc, l'étain, l'aluminium absorbent les rayons γ, suivant une exponentielle, mais avec une valeur assez grande pour λ;

6° La valeur du coefficient d'absorption dans les limites d'épaisseurs pour lesquelles l'absorption est strictement exponentielle peut être assez variable.

Le coefficient d'absorption est, par exemple, diminué lorsque les rayons traversent préalablement une substance dense (« durcissement »). En général, le rapport $\frac{\lambda_{Ur}}{\lambda_{Ra}}$ des valeurs du coefficient d'absorption des rayons γ de l'uranium X et du radium varie de 1,2 à 1,3.

Jean Saphores.

Expériences de séparation de l'uranium et de l'uranium X par voie électrolytique et pulvérisation cathodique. — G. V. Sensel (*Zeitschr. Phys. Chem.*, **71** (1910) 553-570). — En électrolysant dans des conditions convenables des solutions concentrées des sels d'uranyle, on obtient un dépôt plus riche en UrX. Les expériences de pulvérisation cathodique ont donné des résultats négatifs. Edmond Bauer.

Sur le recul du radium B à partir du radium A. — W. Makower et S. Russ — (*Nature*, **83** (1910) 460). — Au moment de la transformation du radium A en radium B, il y a expulsion d'une particule α. On a montré que dans ce cas l'atome de radium B recule à partir de la particule α avec une vitesse considérable, comme il résulte de la considération du mouvement du système.

Des expériences ont été récemment faites pour rechercher si le radium B est chargé au moment du recul, et dans ce cas quel est le signe de cette charge. Des mesures relatives à la déviation du radium B dans un champ électrostatique ont montré que les atomes du radium B formés à partir du radium A et projetés dans un vide élevé portent une charge positive. Des expériences ont été alors entreprises pour mesurer la grandeur de la déviation des trajectoires des atomes de radium B projetés dans un champ

électrique perpendiculaire à la direction du mouvement de ces particules.

Les particules α émises par le radium A se déplaçant avec une vitesse de $1,77.10^9$ cm sec., les atomes de radium B doivent avoir une vitesse de recul de $3,3.10^7$ cm sec., en supposant que le poids atomique du radium B est 214 et celui de la particule α, 4. On peut calculer facilement la déviation subie par les particules du radium B dans un champ d'intensité connue en admettant que chaque particule porte une charge atomique, ou la moitié de la charge d'une particule α. Les résultats des expériences de déviation du radium B dans un champ électrostatique se sont montrés en accord avec cette théorie du phénomène, mais les difficultés expérimentales n'ont pas permis jusqu'à présent de faire des déterminations très précises. Avant d'entreprendre des mesures avec une plus grande précision, on a pensé qu'il était intéressant de voir quelle était la déviation du radium B dans un champ magnétique. C'est ce que M. E.-J. Evans a fait avec l'un des auteurs, et les résultats obtenus montrent que la déviation dans un champ magnétique des particules du radium B au moment du recul est de l'ordre de grandeur prévu par la théorie.

Considérés simultanément, les résultats de déviations électrostatique et électromagnétique des atomes du radium B après recul, montrent que le poids atomique du radium B est voisin de 200, qu'il porte, au moment du recul, une seule charge atomique positive, et que la vitesse des particules est de l'ordre de grandeur de celle prévue par les considérations du mouvement brownien. Il faut souhaiter, toutefois, que des expériences ultérieures conduisent à la détermination précise de ces importantes quantités.

G. Danne.

Électronique

Sur la théorie du phénomène de Zeeman dans dans une direction oblique par rapport aux lignes de force. — H. A. Lorentz *Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, 12 (1909) 521-540. Ce sont certains phénomènes observés par Hale, dans les taches solaires, qui ont conduit M. Lorentz à examiner de plus près les particularités du phénomène de Zeeman dans l'observation oblique, dont une théorie a déjà été donnée par Voigt[1]. Le mémoire est donc naturellement consacré à l'effet inverse.

Les particules du corps à travers lequel se propage la lumière sont considérées ou comme magnétiquement isotropes ou comme possédant un axe qui prend la direction du champ magnétique. Chacune d'elles peut comprendre un grand nombre d'électrons formant par leur arrangement certaines configurations définies et capables de vibrer autour de leurs positions d'équilibre sous l'influence du champ extérieur, de résistances et de forces quasi élastiques. L'action extérieure de chaque électron est alors, sous certaines restrictions simplificatrices, uniquement déterminée par son moment électrique, de sorte que, pour étudier l'influence de la particule sur la propagation de la lumière, on peut la remplacer par un électron unique auquel on assigne une charge arbitraire e et dont les déplacements, x, y, z ont des valeurs telles que les produits ex, ey, ez soient égaux aux composantes du moment électrique de la particule. C'est ce qu'on appellera « l'électron équivalent ».

Le mode de calcul est fort simple. Quand le faisceau de lumière homogène traverse le corps, il provoque la vibration de chaque particule suivant ses différents modes possibles, et lui fait prendre un moment électrique dont les composantes sont $p_x = ex$, $p_y = ey$, $p_z = ez$; si le nombre des particules par unité de volume est N, les composantes de *la polarisation par unité de volume* sont Np_x, Np_y, Np_z. Elles sont liées aux composantes du champ électrique extérieur par des équations linéaires et homogènes, dont les coefficients sont des fonctions de la fréquence de la lumière incidente, des fréquences des vibrations propres des particules, des coefficients de résistance au mouvement des électrons et du champ magnétique extérieur[1]. Ces coefficients peuvent être considérés à un certain point de vue comme des données, que nous appelerons A. D'ailleurs les composantes du *déplacement électrique* dans le corps étant la somme des composantes du champ électrique et de la polarisation, les équations dont on vient de parler fournissent immédiatement trois relations linéaires et homogènes entre les composantes du champ et celles du déplacement. A ces trois relations il faut joindre les six autres fournies par les équations du champ électromagnétique

$$\text{rot H} = \frac{1}{c}\frac{dD}{dt}$$

$$\text{rot E} = -\frac{1}{c}\frac{dH}{dt}$$

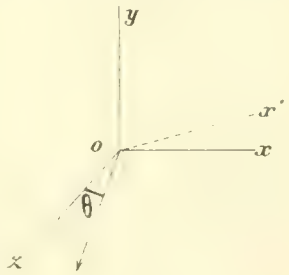


Fig. 1.

en appelant H, E et D le champ magnétique, le champ électrique et le déplacement dans le faisceau lumineux. Si l'on suppose que la direction de propagation est dans le plan des xz et fait un angle aigu θ avec l'axe oz (fig. 1), on peut supposer que dans les composantes de H, E, D le temps et les coordonnées ne figurent que par l'expression complexe

$$e^{in\left[t - \frac{\mu}{c}(z\cos\theta + x\sin\theta)\right]}$$

dans laquelle n est la fréquence de l'onde lumineuse et (μ) l'indice de réfraction complexe

$$(\mu) = \mu - \frac{ch}{n}$$

(μ indice de réfraction véritable, h coefficient d'absorption). En remplaçant dans les neuf équations obtenues, les neuf composants de H, E, D, par des quantités proportionnelles à cette expression, on aboutit évidemment à une relation entre l'indice imaginaire (μ) et les coefficients A. De plus, on peut calculer en fonction de (μ), des coefficients A et de θ le rapport $\frac{D_y}{D_x}$ des composantes du déplacement dans le plan de l'onde, et ce rapport détermine la *forme* de la vibration propagée.

L'équation en (μ) conduit à *deux* valeurs de (μ). Il en résulte que, pour chaque valeur de θ, il se progage *deux faisceaux*, suivant le même trajet, mais différents l'un de l'autre par leur état de polarisation, leur vitesse de propagation et leurs coefficients d'absorption. Tous ces détails dépendent de l'angle θ et de la valeur choisie pour la fréquence n de l'onde incidente. Dans chacun de ces deux faisceaux la polarisation est, en général, elliptique.

Pour entrer dans le détail des phénomènes, ce qui oblige à expliciter les coefficients A, on est conduit à des hypothèses simplificatrices dont la principale est que les fréquences

1. W. Voigt, *Ann. d. Phys.*, 1900, 389.

1. Voir H. A. Lorentz, *Math. Encykl.*, V, 22, § 47.

des vibrations propres de la particule sont suffisamment éloignées les unes des autres de façon qu'en étudiant ce qui se passe dans le voisinage d'un de ces modes de vibration on puisse négliger dans une certaine mesure les éléments caractéristiques des autres modes.

De plus, il convient de discuter, suivant les valeurs de l'angle θ, le mode de propagation qui correspond à la raie moyenne du triplet. Dans cette discussion, joue un grand rôle l'angle θ_1 défini par la relation

$$\frac{\nu}{g}\frac{\sin^2\theta_1}{\cos\theta_1} = 1$$

dans laquelle ν est l'intervalle de fréquence entre la raie moyenne du triplet et une composante, et g le coefficient de résistance au mouvement de l'électron pour le mode vibratoire considéré.

Si θ est compris entre θ_1 et $\frac{\pi}{2}$ le phénomène présente le même caractère que l'effet Zeeman transversal, observé perpendiculairement aux lignes de force ; les deux faisceaux qui se propagent suivant la même direction sont polarisés rectilignement, ont la même vitesse de propagation, mais des indices d'absorption différents. Le faisceau le plus absorbé est celui dont les vibrations font le plus petit angle avec les lignes de force ; dans le cas limite de l'observation transversale on retrouve ainsi la polarisation perpendiculaire aux lignes de force de la raie moyenne, du moins pour les grandes valeurs de $\frac{\nu}{g}$, ce qui correspond à l'observation ordinaire, les composantes étant séparées.

Pour les valeurs de θ comprises entre 0 et θ_1, au contraire, le phénomène est de même espèce que le phénomène longitudinal proprement dit. Il y a dans ce domaine deux faisceaux correspondant à la fréquence de la composante moyenne et se propageant avec la même absorption, mais avec des vitesses différentes.

Chacun de ces faisceaux est elliptiquement polarisé; les ellipses sont identiques, mais parcourues en sens inverse et l'un de leurs axes est dirigé suivant la bissectrice de l'angle $x'oy$ (fig. 1) ; elles deviennent des cercles pour $\theta = 0$, ce qui donne bien le doublet circulairement polarisé du cas longitudinal proprement dit. Lorsque l'épaisseur de matière traversée augmente, le plan de polarisation de la vibration rectiligne résultant des deux elleptiques tourne progressivement dans le même sens, comme dans le cas de la polarisation circulaire, mais avec cette différence que la vitesse de rotation, quand l'épaisseur croît, n'est pas uniforme, le vecteur qui représente l'amplitude de la vibration rectiligne devant balayer une ellipse suivant la loi des aires.

Le domaine du cas longitudinal est d'autant plus petit que l'angle θ_1 est plus petit, c'est-à-dire que le champ auquel ν est proportionnel est plus grand. Il peut donc arriver que l'observation suivant une certaine direction donne un cas ou l'autre suivant l'intensité du champ.

Dans le cas intermédiaire où $\theta = \theta_1$ on trouve que les directions de vibration du phénomène transversal se confondent avec la bissectrice de l'angle $x'oy$ à laquelle se réduisent aussi les ellipses du phénomène longitudinal. Cette conséquence inadmissible résulte des approximations faites. En poussant le calcul plus loin, pour ce cas spécial, on trouve qu'en réalité les deux domaines se recouvrent sur une petite région ; quand on la traverse en passant du cas longitudinal au cas transversal, les axes des ellipses qui coïncidaient avec la bissectrice de l'angle $x'oy$ se séparent légèrement, tandis que les ellipses s'aplatissent pour devenir les vibrations rectilignes du cas transversal ; en même temps les vitesses de propagation, inégales dans le cas longitudinal, s'égalisent, et les coefficients d'absorption, égaux dans le cas longitudinal, acquièrent la différence qui correspond au cas transversal. On suit d'autant mieux la continuité de la transition que le calcul est poussé plus loin.

Louis Dunoyer.

Ionisation

Sur la mobilite des ions formés par les atomes radioactifs et la masse des ions gazeux. — J. Franck (*Verh. d. deutsch. phys. Ges.*, **11** (1909) 597-605).

Pour expliquer les propriétés des ions gazeux, et en particulier leur faible mobilité, il existe actuellement deux types de théories : les ions seraient constitués soit par des groupes de molécules associées par attraction électrostatique (Townsend, Langevin, Rutherford, etc.), soit par un seul atome ou une seule molécule chargée (Wellisch-Sutherland). D'après Wellisch[1], la faible mobilité s'expliquerait par le fait qu'une molécule chargée subit un plus grand nombre de chocs qu'une molécule neutre. Les résultats de ses calculs sont à peu près d'accord avec l'expérience pour les ions ordinaires. Sutherland[2] démontre qu'une molécule chargée subit, de la part d'un gaz environnant, un frottement 8, 6 fois plus grand qu'une molécule neutre, par suite de la polarisation électrique qu'il produit par induction sur les molécules voisines. Il obtient ainsi une formule qui représente très bien la variation de la mobilité avec la température.

Une conséquence essentielle de la théorie de Wellisch est une variation très rapide de la mobilité des ions avec leur masse. En prenant des ions qui se forment sur les atomes radioactifs de grands poids atomiques, on peut donc soumettre cette théorie au contrôle de l'expérience. Déjà Rutherford avait montré que la mobilité, dans un gaz donné, de la radioactivité induite du radium et du thorium est du même ordre que celle des ions ordinaires dans le même gaz.

M. Franck mesure, par la méthode du champ alternatif de Rutherford, la mobilité des ions formés par les atomes radioactifs qui sont émis par un dépôt de thorium A, B et C. On sait que ces substances envoient dans le gaz, par une sorte d'effet de recul, corrélatif de l'émission des particules α, des atomes de thorium D chargés positivement et animés d'une très faible vitesse[3]. On a ainsi une production superficielle d'ions d'un seul signe, ce qui permet d'utiliser la méthode du champ alternatif.

L'auteur établit une différence de potentiel alternative entre les deux plateaux d'un condensateur (tous deux munis d'anneaux de garde) dont l'un a été placé quelque temps dans une atmosphère contenant de l'émanation du thorium, et dont l'autre peut être enlevé et placé rapidement dans un appareil à déperdition d'Elster et Geitel.

On détermine la différence de potentiel alternative à partir de laquelle ce dernier plateau commence à recueillir du thorium D et à devenir lui-même actif.

Les mobilités ainsi trouvées sont, aux erreurs d'expérience près, les mêmes que celles des ions ordinaires :

	Ions radioactifs (moyenne)	Ions positifs (ordinaires).
Air	1,56	1,56
Hydrogène	6,21	6,02

1. Wellisch, *Phil. Trans.*, A, **209** (1909) 249.
2. Sutherland, *Phil. Mag.*, **18** (1909).
3. O. Hahn et Lise Meitner, *Verh. d. d. phys. Ges.*, **11** (1909) 55, *Le Radium* (1909).

La théorie de Wellisch est donc en désaccord direct avec l'expérience. Le cas de l'hydrogène est particulièrement probant où la masse de la molécule est avec celle de l'atome radioactif dans le rapport $\frac{2}{208}$.

Si l'on se place au point de vue des anciennes théories, et si l'on applique la formule de Langevin : $k = \frac{e.\,l.}{m.\,v.}$, k étant la mobilité des ions, e leur charge, m leur masse, l leur chemin moyen, et v leur vitesse d'agitation moyenne, on trouve que, si les ions radioactifs sont formés par un seul atome, les ions d'hydrogène doivent être constitués par un agrégat d'au moins 20 molécules.

Enfin la théorie de Sutherland exige simplement que la mobilité dépende du diamètre des ions. De la valeur des densités du thorium solide et de l'hydrogène liquide on peut conclure que les atomes de thorium et les molécules d'hydrogène ont sensiblement le même diamètre. Les mobilités doivent donc être les le mêmes, comme montre l'expérience. E. Bauer.

Mobilité des ions dans l'argon, influence des traces d'oxygène. — **J. Franck.** (*Verh. d. deuts. phys. Ges.*, **12** (1910) 291-298. — L'auteur a appliqué la méthode utilisée précédemment en collaboration avec Pohl (méthode de Rutherford). Si l'on admet pour l'air les mobilités $u_- = 1{,}22$ et $u_+ = 1{,}65$, la règle de Kaufmann et Lenard permet de prévoir les mobilités dans l'argon : elles doivent être inversement proportionnelles à la racine carrée du poids moléculaire. Ceci conduirait pour l'argon aux nombres $u_+ = 1{,}35$ et $u_- = 1{,}87$. L'expérience a fourni pour les ions positifs une moyenne $u_+ = 1{,}37$ en assez bon accord avec le nombre calculé. Il en est tout autrement pour les ions négatifs. Les mesures conduisent à des valeurs de la mobilité qui sont d'un tout autre ordre de grandeur que l'ordre calculé. C'est ainsi que les courbes, dont l'allure est d'ailleurs parfaitement régulière, même dans les champs les plus élevés, ont conduit, pour le même échantillon d'argon fraîchement préparé, puis abandonné à lui-même, à la suite de nombres $u_- = 206$, 192, 180, 105, 85, 41, 17, 12, 8. Il résulte de là que dans l'argon pur la mobilité des ions négatifs est énorme, égale et probablement supérieure à 206. La chute progressive des mobilités tient à une rentrée d'air très lente, comme l'ont confirmé des expériences spéciales où l'on a volontairement mélangé l'argon de traces d'oxygène. Une proportion d'oxygène de 1,5 p. 100 suffit pour abaisser la mobilité de 206 à 1,7 (valeur égale à la valeur calculée), une addition ultérieure d'oxygène ne modifie plus ce nombre. Il sera très intéressant de rechercher si cette mobilité exceptionnelle de l'ion négatif dans l'argon est en rapport avec la situation exceptionnelle de ce gaz au point de vue chimique. Dans cet ordre d'idées, l'auteur pense étudier à nouveau l'hélium, pour voir si ce gaz présente la même anomalie qu'une sensibilité plus grande encore aux impuretés n'aurait pas permis de déceler jusqu'ici.

Léon Bloch.

Sur la nature de l'ionisation d'une molécule par une particule. — **R. D. Kleeman.** (*Proc. Roy. Soc.* A-**83** (1910) 195-199) — Lorsqu'une cause ionisante agit sur un gaz on admet que l'énergie apparue au sein de ce gaz provient soit de l'énergie potentielle des atomes ionisés, soit de l'énergie apportée au sein du gaz par la cause ionisante. Dans le cas où l'ionisation est produite par des particules α l'énergie ionisante est l'énergie cinétique de ces particules, et si la deuxième hypothèse est exacte les électrons émis par les atomes doivent avoir la même quantité de mouvement que les particules α ; dans l'ensemble ils doivent se déplacer dans le même sens qu'elles. Si donc on fait passer des rayons α à travers une feuille métallique très mince, produisant une absorption négligeable, l'émission d'électrons doit être plus grande sur la face postérieure de la feuille que sur la face antérieure.

Pour réaliser l'expérience on fait passer les rayons α d'une lame de polonium placée au fond de la boîte b (fig. 1) à travers une feuille d'aluminium c valant seulement 7 $^{m}/^{m}$ d'air atmosphérique ; à 5 $^{m}/^{m}$ au-dessus de cette feuille se

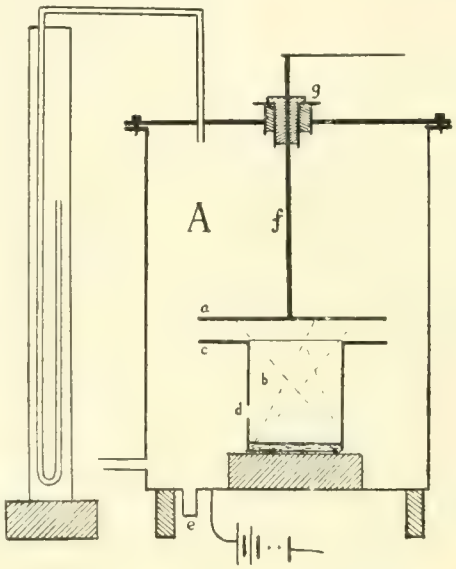


Fig. 1.

trouve un disque épais d'aluminium a relié à l'électromètre ; tout l'ensemble est enfermé dans une boîte A, reliée à la batterie, ainsi que la boîte b, et dans laquelle on fait le vide.

Pour rendre plus forte la dissymétrie cherchée, on établit un champ intense entre a et c, de manière que les électrons émis à la surface des électrodes produisent des ions par collision. Il est donc nécessaire aussi de choisir convenablement la pression. En opérant dans l'hydrogène sous la pression de $0^{mm}8$ et avec des champs croissants, on constate effectivement une dissymétrie qui devient très grande quand le champ dépasse 900 volts par centimètre : le courant est beaucoup plus grand lorsque le champ entraîne les électrons dans le sens de propagation des rayons que lorsqu'il les entraîne en sens inverse.

Il faut remarquer que cette dissymétrie peut n'être pas entièrement due aux électrons émis par les métaux, mais aussi (cela dépend de la pression) à ceux qu'émettent les molécules gazeuses. Les deux effets en tous cas agissent dans le même sens. D'ailleurs quand la pression augmente (pour 1^{cm}, par exemple) la dissymétrie s'atténue très rapidement; cela indique que la dissymétrie a son origine principale dans la radiation corpusculaire à la surface des électrodes et non dans la radiation corpusculaire des molécules gazeuses.

L'auteur s'est assuré par des expériences de contrôle que la dissymétrie ne provenait pas d'une inégale diffusion des ions positifs et négatifs contenus à l'intérieur de la boîte b à travers les petits trous de la lame d'aluminium, non plus que des conditions inégales de l'ionisation par chocs au voisinage de la tige f, suivant qu'elle est positive ou négative

Louis Dunoyer.

Mobilité et recombinaison des ions dans l'hexane. — **G. Jaffé** (*Ann. de Phys.*, **32** (1910) 148-178). — On connaît les intéressants travaux de Jaffé sur la conductibilité spontanée ou provoquée de l'hexane. Dans le présent mémoire l'auteur se préoccupe de donner des mesures aussi précises que possible des mobilités et coefficients de recombinaison des ions de l'hexane. Pour la mesure des mobilités, il emploie la méthode de Langevin, convenablement modifiée pour s'adapter à des ions de nature extrêmement différente de celle des petits ions. Par un dispositif ingénieux et des observations faites avec soin, M. Jaffé est parvenu aux valeurs suivantes des mobilités pour les ions de chaque signe :

$$u_+ = 6{,}05 \quad u_- = 4{,}17 \text{ cm/sec.}$$

Quant au coefficient de recombinaison, on l'a déterminé par différentes méthodes directes ou indirectes. Les nombres obtenus ne s'accordent pas ni avec la loi simple donnée par J. J. Thomson, ni avec la loi un peu plus compliquée proposée par Sutherland. En d'autres termes on n'a pu représenter les phénomènes par aucune des deux formules

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \qquad \frac{dn}{dt} = -\alpha' n^{\frac{5}{3}}$$

où α et α' seraient des constantes. On a dû se contenter d'une formule empirique dont l'expression est $\frac{dn}{dt} = \alpha'' n^{1,84}$, la constante α'' ayant pour valeur $\alpha'' = 1{,}56.\,e^{0,84}$. Léon Bloch.

Adsorption d'ions sur des gouttes d'eau pendant leur chute. — **R. Seeliger** (*Ann. der Phys.*, **31** (1910) 500-518). — En 1902, Schmauss publia des expériences d'après lesquelles des gouttes d'eau tombant dans une atmosphère ionisée adsorbent une grande quantité d'ions négatifs, qui leur donnent une charge mesurable au cylindre de Faraday à la fin de leur chute. L'auteur refait des expériences analogues; l'effet trouvé est de même sens mais beaucoup plus faible, 0,5 0/0 des ions rencontrés par la goutte.

Les résultats de Schmauss sont 1000 fois trop grands et s'expliquent probablement par des effets secondaires (effet Lenard et surtout diff. de pot. de contact entre le cylindre et la cage de l'appareil. E. Bauer.

Influence de la pression et de la température sur la mobilité des ions produits dans les gaz par la lumière ultra-violette. — **Alois Kovarik** (*Phys. Rev.*, **30** (1910) 415-445). — La méthode employée pour déterminer la mobilité est une modification de celle imaginée par Rutherford. A la pression atmosphérique et à la température ambiante la mobilité de l'ion négatif est de 2, 04 cm par seconde pour l'air sec, et de 1,64 à 26° pour l'air saturé de vapeur d'eau, la nature du métal illuminé ne semble pas avoir d'influence. Pour l'anhydride carbonique sec la mobilité est de 1,01 cm par seconde, et pour le même gaz saturé de vapeur d'eau à 25° de 0,806 cm par seconde.

Entre 200 et 760 mm de pression, le produit de la pression par la mobilité est un nombre constant pour les deux gaz; mais au-dessous de 200 mm. on observe pour l'air un accroissement d'abord lent de ce produit, puis brusque à 100 mm, de sorte qu'à 8.8 mm sa valeur se trouve dix fois plus grande. Dans le cas de l'anhydride carbonique, il y a une augmentation soudaine également, mais à une pression quelque peu plus élevée que pour l'air.

Dans l'air sec à la pression atmosphérique, la mobilité augmente de façon continue avec la température entre 84,5 et 698 degrés absolus. En réduisant à une densité gazeuse commune, la valeur obtenue pour la mobilité reste la même entre 700 et 400 degrés absolus, mais diminue jusqu'à devenir à la température de l'air liquide le tiers de ce qu'elle était à des températures plus élevées; le cortège de molécules entourant le noyau négatif de l'ion augmentant dans cette région. Ed. Salles.

Sensibilité photoélectrique des métaux alcalins en fonction de la longueur d'onde. — **R. Pohl** et **P. Pringsheim** (2e communication) (*Verh. Deutsch. Phys. Ges.*, **12** (1910) 349-360). — Les auteurs ont constaté précédemment sur l'alliage liquide de potassium et de sodium un fait intéressant : si la lumière incidente est oblique (possède une composante de la force électrique normale à la surface), la courbe de sensibilité photoélectrique de l'alliage en fonction de la longueur d'onde présente un maximum au voisinage de la longueur d'onde $\lambda = 390\ \mu\mu$. Cette région spectrale peut être appelée un « domaine critique » pour l'alliage en question.

Afin d'élucider auquel des deux constituants l'alliage liquide doit cette propriété, MM. Pohl et Pringsheim ont fait des mesures analogues sur l'amalgame de sodium et l'amalgame de potassium. Dans aucun des deux cas ils n'ont pu mettre en évidence de domaine critique. Les phénomènes s'expliquent très bien par une simple proportionnalité entre le courant photoélectrique et la lumière absorbée.

Les auteurs ont étudié alors le sodium solide et le potassium solide. Bien qu'ils n'eussent à leur disposition que des surfaces relativement rugueuses, ils ont pu mettre en évidence pour chacun des deux métaux l'existence de domaines critiques extrêmement marqués, surtout pour le potassium. Pour celui-ci le maximum est voisin de $436\ \mu\mu$, pour le sodium il est un peu au-dessus de $300\ \mu\mu$. C'est seulement audelà de ce domaine que commence l'accroissement continu de sensibilité dans l'ultraviolet. Le rubidium présente des phénomènes analogues. Quant à l'alliage liquide de potassium et de sodium, son domaine critique est si net qu'il semble difficile d'y voir une simple superposition des effets dus aux deux métaux.

Les auteurs pensent que l'existence de ces domaines critiques, indépendants de l'état de poli des surfaces, est un phénomène de résonance, en relation avec la liaison des atomes. Léon Bloch.

Fatigue photoélectrique du zinc. — **E. Ullmann.** (*Ann. der Phys.*) **32** (1910) 1-48). — I. Les expériences d'Aigner ont récemment remis en doute la question de savoir si l'éclairement est par lui-même une cause de fatigue. L'auteur confirme les résultats d'Hallwachs, savoir que la lumière par elle-même ne produit aucune fatigue. Il peut arriver qu'on croie observer le contraire. Mais c'est là un effet indirect dû à la formation d'ozone par la lumière ultraviolette.

II. Aigner avait également mis en doute le fait signalé par Hallwachs de l'influence du récipient sur la fatigue photoélectrique. Ce fait a été remis en évidence d'une manière certaine par l'étude comparative de récipients très différents.

III. Contrairement à ce qui se passe pour le cuivre, la fatigue du zinc à l'air libre est favorisée par l'humidité. Mais l'oxygène de l'air ne joue aucun rôle dans cette action, qui se produit aussi bien dans l'hydrogène humide. Ceci s'accorde bien avec ce fait que la fatigue n'est pas modifiée, quand on remplace l'air sec par l'oxygène sec. Quand on repasse d'une atmosphère humide à une atmosphère sèche, la fatigue rétrograde et disparaît pour la plus grande partie.

Ceci exclut l'hypothèse de la formation d'un composé stable. Il est probable qu'il y a lieu de faire appel à une formation et une destruction successive d'eau oxygénée.

IV. Le zinc comme le cuivre se fatigue beaucoup plus dans l'ozone que dans l'air. Si on élimine l'ozone à la pompe, la fatigue disparaît de nouveau en grande partie. C'est bien l'ozone et non les oxydes d'azote qui agissent ici, car l'effet est le même dans l'air ozonisé et dans l'oxygène ozonisé.

V. Le résultat de la comparaison des sensibilités photoélectriques dans différents gaz dépend très fortement de la rapidité du remplissage. Le remplissage durait 3 minutes environ. Les sensibilités photoélectriques initiales se sont montrées peu d'accord avec ce qu'on pouvait attendre d'après les expériences précédentes. L'hydrogène sec a donné l'effet le plus faible, le gaz carbonique humide l'effet le plus gros (environ 17 fois l'effet de l'hydrogène). L'air sec a donné trois fois, l'air humide huit fois plus que l'hydrogène. Un séjour préalable du zinc dans le gaz humide ne diminue pas les effets pour l'air et l'hydrogène, mais seulement pour le gaz carbonique.

VI. Les variations du potentiel de contact, lesquelles peuvent atteindre 0,5 volt avec le zinc, sont sans rapport avec la fatigue photoélectrique.

VII. Pour les expériences photoélectriques, il vaut mieux employer des surfaces de zinc travaillées à l'outil que polies à l'émeri. Elles sont plus sensibles et se fatiguent moins. Léon Bloch.

Différence entre l'effet photoélectrique par la lumière incidente et divergente. — **R.-D. Kleeman** (*Nature*, **83** (1910) 339). — Des expériences faites au Cavendish Laboratory de Cambridge sur l'effet photoélectrique de la lumière incidente et divergente ont conduit aux mêmes conclusions que les expériences de Stuhlmann. Les intensités de la lumière ultraviolette incidente et émergente étant respectivement 1 et 0,5, les intensités de la radiation cathodique correspondante sont 1 et 1, 16. Kleeman conclut de ce résultat qu'un électron libéré sous l'influence de la lumière ultraviolette a une composante de mouvement dans la direction de la propagation de lumière excitatrice. Gaston Danne.

Sur l'effet photoélectrique que donnent des surfaces fraîches de mercure et d'amalgames. — **A. Klages** (*Ann. d. Phys.*, **31** (1910) 545-564). — Travail fait sous la direction de Lenard à Heidelberg.

En 1902, Lenard trouva que la courbe qui représente la distribution des vitesses entre les électrons (courant mesuré à l'électromètre, en fonction de la différence de potentiel entre la surface éclairée et l'électrode collectrice) présente un point d'inflexion[1]. Il expliqua ce fait par l'influence de forces superficielles qui s'opposent à la sortie des électrons du métal.

En 1908, MM. Ladenburg et Markau n'observèrent plus l'effet trouvé par Lenard[2].

L'auteur étudie l'effet photoélectrique produit par la lumière de l'arc au mercure à la surface du mercure et des amalgames de zinc et d'étain. Avant chaque série d'expériences on fait couler le liquide, de manière à avoir constamment une surface absolument propre. Il s'est servi de deux montages, analogues l'un à celui de Lenard, l'autre à l'un de ceux de Ladenburg et Markau, qui permet d'éliminer l'influence de la réflexion des rayons cathodiques par le plateau récepteur.

1. Lenard, *Ann. d. Phys.*, **8** (1902) 149.

2. Ladenburg et Markau, *Ver. d. deutsch. phys. Ges.*, **16** (1908) 362.

Dans les deux cas on retrouve le point d'inflexion de Lenard.

Les autres résultats du travail sont les suivants :

La vitesse maxima des électrons est indépendante de la substance soumise au rayonnement. Il en est de même du nombre maximum des électrons émis. Ces conclusions ne sont valables que pour le Hg et les amalgames de Zn et Sn.

E. Bauer.

Sur des hydrures colorés des métaux alcalins et sur leur sensibilité photoélectrique. — **J. Elster** et **H. Geitel** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 257-262). — Les cellules à alliage liquide de sodium et de potassium présentent toujours après leur préparation des effets de fatigue photoélectrique. Les cellules préparées dans des conditions qui paraissent identiques donnent des effets photoélectriques très différents. La cause de cette fatigue et de ces variations tient évidemment à une modification de surface ; mais des expériences spéciales ont montré qu'il ne s'agit ici essentiellement ni d'une oxydation lente, ni d'une pulvérisation des particules métalliques de l'anode. Restaient à incriminer les traces de gaz subsistant dans l'ampoule, et comme le vide était toujours fait sur l'hydrogène, il était naturel de songer à la formation de traces d'hydrures. On sait par les travaux de Moissan que les métaux alcalins se combinent à l'hydrogène vers 300° pour donner des hydrures blancs cristallisés. Les auteurs ont songé à repréparer les hydrures pour en étudier les propriétés photoélectriques afin de voir s'il était possible d'attribuer à leur formation les effets de fatigue des métaux alcalins. Le mode opératoire est très simple. On distille dans le vide un peu de potassium dans l'ampoule qui servira plus tard de cellule photoélectrique, et le métal est transformé à chaud en hydrure par l'hydrogène dégagé d'une lame de palladium. Le résultat important est le suivant : les hydrures purs et incolores sont rigoureusement inactifs au point de vue photoélectrique (au moins dans le spectre visible). Il est donc légitime d'attribuer à leur présence en faible quantité la fatigue photoélectrique des métaux alcalins.

On sait par ailleurs que les sels alcalins, sous l'action des rayons cathodiques, prennent des colorations caractéristiques, et sous cette forme acquièrent une grande sensibilité photoélectrique dans le spectre visible. Les colorations doivent être attribuées à une faible dissociation du sel et à la mise en liberté, sous forme atomique, du métal lui-même en solution solide dans la masse du sel environnant. Il était intéressant de rechercher si les hydrures se comportent comme les sels. L'expérience a montré que sous l'action de la décharge les hydrures blancs prennent des colorations intenses, identiques à celles des chlorures correspondants, en même temps qu'ils acquièrent à un haut degré la propriété photoélectrique.

Il est même possible de préparer, en faisant passer la décharge dans une cellule renfermant du métal brillant, des surfaces à teintes irisées 4 ou 5 fois plus sensibles que le métal brillant. Les couches sensibles, d'ailleurs assez peu stables, doivent, d'après ce qui précède, être considérées comme des solutions, peut-être colloïdales, du métal pur dans la couche très ténue d'hydrure qui recouvre sa surface. Léon Bloch.

Recherches sur la répartition des rayons cathodiques photoélectriques dans le vide et dans différents gaz. — **J. Robinson** (*Ann. d. Phys.*, **31** (1910) 769-822). — Ce travail est extrait d'une dissertation très détaillée dont nous ne citerons que les conclusions :

1° Quand la lumière ultraviolette tombe sur une lame métallique dans le vide, celle-ci émet des électrons, dont

les trajectoires forment avec la normale des angles variables ;

2° La théorie de Riecke (émission homogène dans toutes les directions à l'intérieur d'un cône d'un certain angle) n'explique pas tous les résultats expérimentaux. Elle s'accorde en gros avec eux lorsqu'on opère à potentiel variable et à distance d'électrodes constante. Ceci s'explique par la faible variation du « facteur de concentration » avec l'angle d'émission ;

3° L'émission dépend de l'angle, elle est grande au voisinage de la normale, diminue quand l'angle d'émission augmente. On a pu la suivre jusqu'à des angles de 75°, il semble probable qu'il y a encore émission même sous l'incidence rasante ;

4° En cherchant à étudier la loi de répartition des rayons cathodiques émis dans différents azimuts au moyen d'un petit cylindre de Faraday qu'on déplace progressivement, on obtient des courbes qui s'accordent mal avec l'hypothèse de Riecke. L'action d'un champ magnétique donne des effets qui s'accordent mieux avec la même hypothèse ;

5° On a mesuré l'absorption des rayons cathodiques de différentes vitesses dans différents gaz (azote, oxygène, gaz carbonique, hydrogène). Si l'on excepte l'hydrogène, on a trouvé un bon accord avec la théorie de Lenard, savoir que l'absorption limite aux faibles vitesses a pour mesure la somme totale de toutes les sections des molécules du gaz sous les mêmes conditions. Léon Bloch.

Sur la pression du vent électrique dans l'hydrogène contenant des traces d'oxygène. — A. P. Chattock et A. M. Tyndall (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 449-460). — On connaît les belles recherches de Chattock sur la décharge par les pointes (cf., *Ions, électrons et corpuscules*, t. I, p. 97), qui ont montré que le vent électrique au voisinage d'une pointe est dû aux ions qui se forment en son extrémité, une pointe chargée positivement ne donnant que des ions positifs, une pointe négative des ions négatifs, et que ces ions ont, dans un même gaz, même mobilité que les ions des rayons de Rontgen.

Le présent travail est consacré à la décharge par les pointes dans l'hydrogène contenant des quantités variables d'oxygène. La décharge a lieu entre une pointe de platine et un plateau de zinc percé de trous égaux régulièrement disposés en quinconce. Cette lame communique avec un galvanomètre, et ferme la chambre d'un manomètre sensible. On peut mesurer une variation de pression de 10^{-2} dynes par cm², en observant au microscope les déformations d'une goutte d'eau formée à l'extrémité d'un tube de verre plongé dans la benzine.

1. Lorsque l'hydrogène contient plus de 0,5 pour 100 d'oxygène, on trouve pour la mobilité des ions positifs 5,8 et celle des ions négatifs 7,6, nombres voisins de 5,67 et 7,18 trouvés pour les rayons de Röntgen.

Mais lorsqu'on enlève graduellement les dernières traces d'oxygène, le vent électrique donné par une pointe négative en face d'une plaque positive diminue rapidement, ce qui donne un accroissement apparent très considérable de la mobilité (V = 11,5 pour 0,116 pour 100 d'oxygène, 56 pour 0,0059 pour 100, 200 à 290 pour l'hydrogène le plus pur).

2. Cette diminution du vent électrique n'est pas due à une augmentation réelle de la mobilité, mais probablement à une émission d'ions positifs par la plaque. Ces ions remontent vers la pointe et arrêtent partiellement le vent électrique dû aux ions négatifs. Il y a peut-être même une faible inversion du vent électrique dans l'hydrogène absolument pur.

3. La diminution du vent électrique est accompagnée d'une lueur sur la plaque positive. Ce fait peut être considéré comme une preuve de plus de l'existence d'une décharge rétrograde.

4. Lorsqu'on diminue la proportion d'oxygène au-dessous des mêmes limites, les courbes représentant la pression du vent électrique en fonction de la distance de la pointe à la plaque se déplacent parallèlement à elles-mêmes. Le point d'intersection de ces courbes avec l'axe des abscisses (vent électrique nul) peut se trouver jusqu'à 3 cm. de l'extrémité de la pointe. Ce déplacement s'explique peut-être en admettant que les ions se trouvent à l'état de corpuscules au voisinage immédiat de la pointe, et grossissent peu à peu jusqu'aux dimensions des ions ordinaires.

5. Aucun de ces effets n'a lieu lorsque la pointe est chargée positivement. La mobilité apparente reste constante, et les ions positifs semblent avoir dès leur naissance leur grosseur normale. E. Bacer.

L'effet rectificateur dans la décharge d'une pointe à un plan. — Earhardt et Lake (*Phy. Rev.*, **30** (1910) 460-470). — Les auteurs nomment effet rectificateur (rectifying effect) le phénomène suivant : dans la décharge d'une pointe à un plan il faut une différence de potentiel plus élevée pour produire la décharge si la pointe est positive et la plaque négative, que dans le cas inverse où la pointe est négative et la plaque positive. Les mesures dans l'air ont été faites à des distances entre la plaque et la pointe de 1,25 ; 2,5 ; 5 ; 10 ; et 20 mm et à des pressions s'étendant de 8 mm à 0,27 mm de mercure. Des figures représentent les courbes obtenues avec la pointe négative, et avec la pointe positive. Dans le premier cas les courbes sont similaires à celles tracées par Carr et d'autres expérimentateurs pour la décharge entre plaques parallèles ; dans le second, les voltages nécessaires pour produire la décharge sont plus élevés et la pression critique plus grande. Étant donnée notre ignorance de la répartition de la décharge produite par une pointe, les auteurs ne savent si la loi de Paschen est encore applicable, bien qu'ils pensent que cela est probable.

Avec l'hydrogène, les résultats sont semblables aux précédents, les différences étant celles auxquelles on doit s'attendre, le potentiel minimum étant considérablement moindre que pour l'air, et correspondant à des pressions plus élevées. Ed. Salles.

Ionisation de l'air dans un tube à décharge placé dans le champ magnétique. — A. Righi (*Académie des Sciences de Bologne*, 1910). — En introduisant dans le tube un condensateur relié à un galvanomètre, M. Righi montre que l'apparition et la disparition des rayons magnétiques sont corrélatives d'un accroissement et d'une diminution d'ionisation du gaz. Il montre aussi que la diminution de charge positive des rayons canaux quand on fait agir le champ magnétique est due probablement à une neutralisation partielle par suite de la formation de couples ion-électron. Léon Bloch.

Ecartement et différence de potentiel des stries dans la décharge positive. — F. Wehner (*Ann. der Phys.*, **32** (1910) 49-85). — Goldstein, qui a étudié systématiquement la décharge striée, a montré qu'il existe entre l'écartement des stries (l), la pression (p), et le rayon du tube (r) une relation de la forme.

$$l = \frac{f(r)}{p^m}$$

Le présent travail a pour but principal la détermination de la fonction $f(r)$ et de l'exposant m.

Quand le courant augmente sous pression constante, l'écartement des stries tend vers une limite. C'est cette limite qui suit la loi (1) de Goldstein. Quand les pressions varient inversement comme le rayon du tube, les écartements de stries sont directement proportionnels à ce même rayon. Ceci permet de préciser la loi de Goldstein sous la forme

$$l = C \frac{1}{p^m} \qquad (2)$$

$m = 0,55$ pour l'hydrogène et $0,52$ pour l'azote.

$C = 2,14$ pour l'hydrogène et 2 pour l'azote. La constante C est sensiblement la même pour l'hydrogène et pour l'azote. Aucun de ces résultats ne s'étend au cas du gaz carbonique, qui n'obéit pas à la loi de Goldstein.

Quand le courant augmente sous pression constante, la chute du potentiel le long d'une strie diminue et tend vers une limite. Cette limite V peut s'exprimer en fonction de p, soit par la formule empirique

$$V = k . p^{\alpha}$$

($\alpha = 0,195$ et $k = 14,8$ pour un tube à hydrogène de 6 cm de diamètre) soit par une formule fondée sur des considérations théoriques

$$V = V_i + C p^{1-m}$$

Ici m désigne l'exposant de la loi de Goldstein (V. ci-dessous), V_i désigne la chute de potentiel nécessaire pour qu'un électron puisse ioniser une molécule. Ce nombre V_i est voisin de 6 volts, résultat qui est d'accord avec ceux de Richardson et H. A. Wilson. Quand le diamètre du tube augmente, toutes choses égales d'ailleurs, la chute de potentiel le long d'une strie augmente également.

Léon Bloch.

Variation du potentiel au voisinage immédiat de la cathode. — W. Westphal (*Verh. deutsch phys. Ges.*, **12** (1910) 275-290). — L'auteur a mesuré la chute du potentiel au voisinage de la cathode d'un tube à vide. La méthode employée a été l'exploration au moyen d'une sonde auxiliaire. On sait que des critiques ont souvent été faites à l'emploi d'électrodes auxiliaires, qui peuvent apporter une perturbation importante par leur seule présence. M. Westphal a légitimé dans le cas qu'il étudie l'emploi d'une sonde auxiliaire, en montrant que celle-ci prend également et avec la même vitesse le potentiel du point où elle se trouve, soit qu'elle possède un excès de charge positive ou un excès de charge négative. Toutefois des perturbations apparaissent quand la sonde est à une distance de la cathode moindre qu'un demi-millimètre; aussi n'a-t-on pu tracer la courbe pour les faibles distances que par extrapolation. On a employé des cathodes de différents métaux dans l'azote et dans l'hydrogène sous pression variable. Quand le courant est réglé de façon que la lueur négative recouvre justement la cathode, la chute de potentiel cathodique est dite normale. Dans ces conditions, les courbes font connaître par extrapolation la saute brusque du potentiel à la surface même de la cathode, qu'on peut appeler la saute normale. Elle atteint 75 volts pour une cathode d'acier dans l'azote. Le résultat général des mesures est le suivant : pour un métal et un gaz donnés, la saute de potentiel à la cathode est une constante indépendante de la pression du gaz et de l'intensité du courant. Cette constante doit être rapprochée de la chute de potentiel cathodique, qui est elle aussi caractéristique d'une combinaison donnée gaz-métal. Il paraît probable que ces deux constantes sont liées l'une à l'autre. Quand on a affaire à une chute de potentiel cathodique normale, la saute brusque à la cathode est elle aussi anormale. Ces deux quantités varient dans le même sens sans qu'on ait pu encore établir entre elles de relation rigoureuse. Il est possible que la saute de potentiel à la surface de la cathode intervienne pour arrêter les ions positifs qui pourraient être réfléchis par la cathode.

Léon Bloch.

Forme remarquable de la décharge dans les mélanges gazeux sous assez forte pression. — F. Wehner (*Ann. der Phys.*, **32** (1910) 88-90). — L'auteur a observé la décharge dans un tube contenant du gaz carbonique et du gaz d'éclairage sous des pressions de 2 à 5 millimètres de mercure. Dans ces conditions on voit la colonne positive se concentrer suivant l'axe du tube où elle se subdivise en segments présentant une forme de flèches ou de champignons. Ces champignons se déplacent en général lentement en se dirigeant de l'anode à la cathode, mais disparaissent toujours avant d'avoir atteint celle-ci. Le phénomène n'a rien de commun avec le phénomène de la décharge striée, qui peut se superposer à lui par l'apparition de stries à l'intérieur de chaque champignon. Il n'existe que dans les gaz complexes, sous forte intensité de courant, et paraît dépendre beaucoup de la présence de l'oxygène. Tous ces phénomènes doivent être rapprochés d'apparences très semblables qui ont été étudiées par Topler. Léon Bloch.

Rayons d'électricité positive. — J. J. Thomson (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 424-435). — Dans un récent mémoire (*Phil. Mag.*, déc. 1909), J. J. Thomson a montré que les rayons positifs les plus rapides, produits par les décharges d'une bobine dans un tube à vide, ont une vitesse indépendante de la différence de potentiel de décharge (mesurée en longueur d'étincelle équivalente). C'est là un des arguments essentiels en faveur de l'hypothèse d'après laquelle les rayons canaux seraient surtout constitués par des doublets.

1° Dans le présent travail, l'auteur reprend des expériences analogues en prenant comme source une puissante machine statique de Wehrsen, et en mesurant la différence de potentiel à l'électromètre. Les résultats en sont identiques : lorsque la différence de potentiel produisant la décharge variait de 3000 à 40 000 volts, le rapport $\frac{e}{m}$ des particules les plus rapides était constant et égal à 10^4; leur vitesse, constante également, correspondait à 20 000 volts. L'aspect de la tache de phosphorescence produite sur un écran de willémite par un faisceau mince de rayons, dévié par un champ électrique et un champ magnétique, est

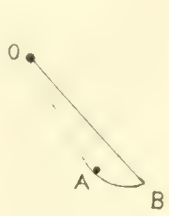


Fig. 1.

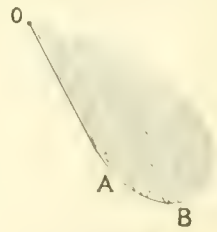


Fig. 2.

reproduit sur les figures 1 (vide très élevé, 40 000 volts), et 2 (vide peu élevé, 3000 volts); O est la tache due aux rayons non déviés; les deux courbes limites OAB sont superposables.

J. J. Thomson examine toutes les causes d'erreur possibles, et démontre en particulier par des expériences

directes, que la présence des rayons canaux ne modifie pas le champ électrique.

2° Des expériences dont il sera rendu compte plus bas prouvent que les rayons canaux prennent naissance à la limite de l'espace obscur de Crookes. Cependant le tube de la figure 5, constitué par une cathode *c* percée d'un trou,

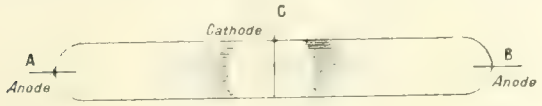


Fig. 5.

placée entre deux anodes symétriques A et B, montre que les rayons canaux qui sont nés dans une moitié du tube remontent, après avoir traversé la cathode, une différence de potentiel supérieure à celle qui pourrait leur avoir donné leur vitesse.

3° D'ailleurs, en promenant dans l'espace obscur de Crookes un anneau d'aluminium rendu sensible aux rayons canaux par un dépôt d'un sel de sodium (fluorescence jaune), on constate que les rayons canaux acquièrent leurs propriétés bien avant d'avoir atteint la cathode (à plus de 1 centimètre et demi).

4° Les rayons rétrogrades qui vont vers l'anode, ont la même vitesse maxima que les rayons canaux, indépendante également de la différence de potentiel.

5° En déplaçant entre la cathode et l'anode une lame mince et très étroite de mica recouverte de Li Cl fondu, qui présente une fluorescence rouge sous l'action des rayons canaux et des rayons rétrogrades, on observe que la fluorescence rouge, du côté de l'anode, disparaît dès qu'on sort de l'espace obscur; les rayons canaux prennent donc naissance à la limite de cet espace. La fluorescence rouge du côté tourné vers la cathode, qui est due aux rayons rétrogrades, commence à apparaître à peu près au milieu de l'espace obscur et continue quand on en a dépassé la frontière. Lorsqu'on met le mica sur le côté de la cathode cette fluorescence commence tout près de celle-ci. C'est donc tout près de la cathode que naissent probablement les rayons rétrogrades.

6° L'auteur développe sa théorie des doublets neutres. Une molécule, bombardée par des rayons cathodiques, accumule de l'énergie. A un moment donné, elle explose, émettant un rayon canal, doublet neutre, ou ion positif avec une vitesse supérieure à $2 \times 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. La vitesse des rayons canaux dépend donc uniquement de cette explosion, c'est-à-dire de la nature des molécules et non du champ.

Dans le faisceau de rayons ainsi formés se produit un équilibre stationnaire entre les doublets et les ions positifs (idée déjà émise par W. Wien); les particules restent d'autant plus longtemps à l'état d'ions positifs que leur vitesse est plus grande.

Les particules les plus lentes sont constamment à l'état de doublets, et forment le faisceau non dévié. Enfin, « si les rayons approchant de la cathode ne pouvaient pas exister à l'état de doublets neutres, il semble probable qu'ils seraient déviés par le champ électrique intense qui existe au voisinage de la cathode, de telle sorte qu'ils ne pourraient pas traverser tout le long tube étroit (aiguille d'acier pour injections) interposé sur leur trajet vers l'écran phosphorescent, sans venir en choquer les parois et être absorbés. E. Bauer.

Ions positifs et négatifs dans les rayons canaux de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'azote. — **W. Wien.** *Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 577-579). Ce travail a pour objet l'étude de la déviation magnétique des rayons canaux. Son originalité consiste en deux points. D'abord l'étude du faisceau dévié, au lieu de se faire par le moyen de la fluorescence, se fait à l'aide d'une pile thermoélectrique de Rubens. De plus, cette pile est placée dans une partie du tube assez éloignée de celle où se fait la décharge pour qu'au moyen de deux puissantes pompes Gaede il soit possible de maintenir les deux parties remplies de gaz différents; ceci permet d'étudier les rayons canaux dans un gaz autre que celui où ils se produisent.

Si l'on construit la courbe d'énergie des rayons canaux en présence du champ magnétique, on observe, sitôt que la pression est suffisamment faible, un second maximum très net correspondant au faisceau dévié.

Dans l'hydrogène sous haute tension le maximum du faisceau dévié est à celui du faisceau non dévié dans le rapport 7/100. Il existe aussi un faisceau dévié dans le sens négatif. Ce faisceau produit dans le vide avancé une belle fluorescence du verre. Son énergie mesurée sous de très hautes tensions n'atteint que le 1/100e de celle du faisceau non dévié. Dans l'hydrogène, les rayons canaux positifs transportent donc beaucoup plus d'énergie que les rayons canaux négatifs. Il en est tout autrement pour l'oxygène. Pour obtenir les mêmes déviations que dans l'hydrogène, il fallait des champs magnétiques 4 fois plus intenses, conformément à la loi de la racine carrée du poids atomique. Mais, dans les conditions ordinaires, le maximum du faisceau négatif est bien plus intense que celui du faisceau positif. L'écart est d'ailleurs le même pour les deux faisceaux. Cette prédominance des ions négatifs dans l'oxygène ne paraît exister qu'aux faibles pressions. Aux pressions plus fortes, où il n'y a pas à proprement parler de décomposition du faisceau initial, celui-ci paraît dans son ensemble légèrement déplacé du côté positif.

Dans le vide avancé, si l'on n'élimine pas la vapeur de mercure, le rapport d'énergie du faisceau dévié au faisceau non dévié est d'environ 7 p. 100 pour le faisceau négatif, 1 p. 100 pour le faisceau positif. Ces proportions s'intervertissent si l'on élimine la vapeur de mercure, ce que l'on peut faire par refroidissement dans l'air liquide. Le tétrachlorure de carbone et l'hydrogène agissent comme le mercure, l'azote est sans action. Les rayons canaux de l'hydrogène et de l'azote ne présentent pas cette sensibilité aux impuretés. Léon Bloch.

Sur l'arc au mercure dans le vide. — **A. Pérot** [*C. R.*, **150** (1910), 1515-1517]. — L'auteur fait jaillir un arc à l'intérieur d'un ballon. Le vide étant fait dans le récipient, on a pour des pressions très basses de la vapeur de mercure une luminosité blanche; la pression s'élevant, la luminosité se concentre autour du diamètre horizontal qui joint les électrodes. Le transport du mercure de l'anode à la cathode a lieu encore avec les arcs de cette forme, quoique le ballon joue le rôle du condenseur entre les deux surfaces des électrodes.

Si, la décharge se produisant à très basse pression, on introduit dans le ballon de la vapeur d'eau, le ballon devient obscur, les raies spectrales du mercure s'effacent, la différence de potentiel s'élève, le courant est de plusieurs ampères. On peut supposer que les radiations de la vapeur d'eau se sont substituées à celles du mercure, que les ions véhicules du courant sont distincts des centres lumineux. L'application du principe de Doppler-Fizeau à l'étude du mouvement des centres lumineux donne un déplacement dans le sens du courant. Gaston Danne.

Oscillation du courant dans l'ionisation par choc. **E. Meyer** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 215-224).

— L'auteur a observé les oscillations de l'électromètre au voisinage de la décharge disruptive dans un condensateur ionisé par le radium. Ces oscillations se composent des oscillations spontanées de la radioactivité (oscillation de v. Schweidler), auxquelles se superposent les oscillations de l'ionisation par choc dues à l'inégalité des libres parcours des ions tant positifs que négatifs. Des calculs assez compliqués où l'on fait appel aux résultats de Townsend permettent, semble-t-il, de faire la théorie du phénomène, au moins d'une façon qualitative. Léon Bloch.

Variation du potentiel de contact. — H. Beil (*Ann. d. Phys.*, IV 31 (1910) 849-889). — 1° Le potentiel de contact de lames de zinc fraîchement nettoyées et opposées à une lame de laiton « normale » diminue généralement avec le temps. Cette diminution, pour une lame placée dans la salle, est de l'ordre de grandeur 0,2 volt dans la première demi-heure;

2° Effet du récipient. Quand la lame est enfermée dans un récipient, la diminution est atténuée, d'autant plus que le récipient est plus petit. Dans les récipients très petits la diminution obtenue en dehors de ceux-ci rétrograde de nouveau, dans certains cas, jusqu'à ce qu'on retrouve la valeur initiale ;

3° L'effet de diminution est une action de la vapeur d'eau, l'effet du récipient est une atténuation de cette action par suite de la moindre circulation de l'air en vase clos. L'exactitude de cette interprétation résulte d'expériences comparatives dans l'air inégalement saturé de vapeur d'eau, dans l'air mobile ou immobile, dans des petits récipients chargés de vapeur d'eau ;

4° L'effet signalé depuis longtemps par Pellat d'une action de présence d'un métal sur le potentiel de contact d'un autre métal s'explique par les considérations précédentes. On a refait les expériences de Pellat dans des conditions hygrométriques mieux définies et montré que l'effet ne dépend pas du métal influençant ;

5° On sait par d'autres expériences que, dans l'oxydation du zinc fraîchement poli, il se forme de l'eau oxygénée, laquelle est ensuite dégagée par le métal. On a montré directement que des traces d'eau oxygénée abaissent beaucoup le potentiel du contact du zinc ;

6° L'influence de la vapeur d'eau est beaucoup moindre sur le zinc pur que sur le zinc ordinaire ;

7° Le gaz carbonique agit à hautes doses comme la vapeur d'eau, surtout en présence de cette dernière. Dans l'air atmosphérique son action est négligeable ;

8° Le cuivre présente les mêmes phénomènes que le zinc, mais avec dix fois moins d'intensité ;

9° Un champ électrique, la lumière (même ultra-violette) sont sans effet sur le potentiel de contact ;

10° Le potentiel de contact du zinc dépend beaucoup du mode de polissage. Léon Bloch.

Phénomènes cosmiques

L'influence de la pression de la lumière solaire sur la pression de l'atmosphère terrestre. — G. Wulf (*Journ. de la Soc. Phys. et Chimique Russe*, 1910, 181). En s'appuyant sur les résultats expérimentaux de M. Lebedeff, l'auteur trace une théorie intéressante des influences météorologiques de la pression de la lumière. Il explique les variations semi-diurnes de la pression (maxima du soir et du matin, minima de jour et de nuit) par l'action combinée de la pesanteur et de la pression de la lumière sur les particules de l'air en mouvement. Il est évident, en effet, qu'à divers moments de la journée les particules de l'air seront tantôt accélérées tantôt ralenties par la pression de la lumière et, partant de là, tantôt écartées tantôt rapprochées de la surface solide de la terre. L'auteur prévoit la variation de l'amplitude de l'oscillation semi-diurne avec la latitude et l'époque de l'année, constatées dans les courbes barométriques. Quant aux pôles, l'atmosphère pourra y être balayée par le soleil formant en quelque sorte une queue analogue aux queues cométaires, avec cette différence, qu'aussitôt tombées dans l'ombre terrestre les masses d'air chassées par le soleil tomberont sur la terre à cause de leur poids en suivant des trajectoires curvilignes et donnant lieu, si leur illumination se produit, à des aurores boréales. L'hypothèse d'un rayonnement cathodique ou hertzien du soleil (Birkeland, Nordmann), invoquée pour expliquer les aurores boréales, se montrerait ainsi superflue. Cette théorie des aurores boréales est à rapprocher de l'hypothèse émise récemment par M. de Kerillis (*Comptes rendus*, 23 mai), plus complète que celle de M. Wulf en ce sens qu'elle combine à l'action du soleil l'action indiscutable du champ terrestre, dont M. Wulf ne parle pas du tout dans sa note qu'il qualifie d'ailleurs de préliminaire. L. Wertenstein.

Sur la répartition des raies ultimes dans le spectre des diverses régions du soleil. — A. de Gramont. (*C. R.*, **150** (1910) 37-40). — Si, dans le spectre de dissociation d'un composé métallique ou d'un alliage, on considère l'ensemble des lignes d'un des constituants, on constate la présence de toutes les raies de son spectre d'étincelle et aussi celle de l'arc, pour une certaine teneur du constituant considéré : on dit que ce corps est à la *limite d'apparition totale*; si sa teneur décroît au-dessous de cette limite, les raies de l'étincelle disparaissent successivement; pour une teneur plus faible ce spectre n'est plus représenté que par les raies de l'arc, puis par les plus persistantes de celui-ci, puis par les raies de la flamme du chalumeau; les raies les plus persistantes sont les raies *ultimes*. L'auteur applique ces considérations pour interpréter le fait que le spectre des éléments présents dans le soleil paraît voisin d'un spectre d'arc malgré la présence vraisemblable de décharges électriques.

L'hypothèse revient à supposer que les spectres des diverses régions du soleil sont des spectres de dissociations et que leurs différences sont dues à des variations de proportion des éléments en présence.

Ainsi s'explique la présence des raies ultimes dans toutes les régions du soleil; de même, les raies de l'étincelle accompagnent celles de l'arc dans le spectre des taches où l'abondance de vapeurs métalliques permet l'apparition totale. On peut attribuer aux produits de dissociation de corps simples les raies d'étincelles des régions hautes de la chromosphère.

L'auteur donne un tableau des raies les plus persistantes et les plus sensibles d'un certain nombre d'éléments contenus dans le soleil, principalement dans la chromosphère. G. Dannf.

Sur la répartition des raies ultimes dans les spectres stellaires. — A. de Gramont. — (*C. R.*, **150** (1910) 154-156). — Les raies H et K du calcium se trouvent dans les spectres de presque toutes les étoiles; à cette exception près, les raies ultimes ne se rencontrent pas dans les spectres des étoiles considérées comme les plus chaudes; elles apparaissent dans les étoiles à bandes sombres cannelées. Certaines étoiles, formant une division spéciale, possèdent un moins grand nombre de raies ultimes, mais ont une prédominance de raies renforcées, indiquant un état distinct de la matière. L'auteur conclut que la présence ou l'absence de raies ultimes dans les spectres stel-

laires est susceptible de fournir des indications sur les températures relatives ou le stage d'évolution d'une étoile.

G. D.

Passage de la comète de Halley entre Vénus et la terre en mai. — **K. Birkeland** (*Nature*, **83** (1910) 212-218). En supposant que la queue de la comète est constituée par des particules électrisées, M. Birkeland énonce les effets qu'on peut s'attendre à observer principalement dans les régions polaires pendant la période de passage de la comète au voisinage de la terre. Eu égard au magnétisme terrestre, ces particules électrisées doivent être attirées vers les régions polaires; ce rayonnement doit donner lieu à des effets d'influences magnétiques et d'induction électrique; on doit s'attendre à observer des effets lumineux semblables à ceux que l'auteur a réalisés avec les rayons cathodiques et une sphère magnétique, — enroulement des rayons autour des pôles magnétiques de la sphère, — anneau équatorial. La comète devant se trouver le 2 mai au voisinage de Vénus, il est possible qu'on observe sur cette planète, en la supposant aussi fortement magnétique que la terre, les effets qui viennent d'être rappelés.

G. D.

Observations sur le passage de la comète de Halley à l'Observatoire de l'Èbre (Espagne). — **P. Cirera** et **Ubach** (*C. R.*, **150** (1910) 1494-1495). — On a fait des mesures de l'ionisation atmosphérique à l'appareil d'Elster et Geitel et à l'appareil de Gerdien 6 jours avant et 6 jours après le passage de la comète, le matin et le soir. Le potentiel électrique a été enregistré d'une façon continue. Les résultats obtenus, le 19, conduisent à une conductibilité forte, une mobilité petite, et un nombre d'ions remarquable qui est le maximum de la période considérée pour les deux signes; le potentiel absolu à 1 m du sol a alors une valeur petite.

On a enregistré une perturbation peu intense en magnétisme terrestre et des courants telluriques; la variation du courant NS a été de 65 milliv : km; et celle du courant WS de 7 milliv : km. Il n'est pas possible de dire si la comète a exercé une action sur cette perturbation.

G. Dasne.

Sur l'électricité atmosphérique. — **H. Ebert** (Livre commémoratif de l'Exposition aéronautique de Francfort-sur-le-Mein, t. I, p. 11, 1909. — J. Springer, éd., Berlin). — Exposé des méthodes de mesure en usage pour l'électricité atmosphérique. Étude des perturbations apportées au champ terrestre par la présence d'un ballon sphérique ou dirigeable. Influence des charges en suspension dans l'atmosphère sur le potentiel d'un ballon.

Léon Bloch.

Variation diurne et annuelle de la dispersion électrique de l'atmosphère. — **Negro** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910), 405). Les observations ont porté sur une année. On a exclu les jours d'orage ou de brouillard intense dans l'élaboration des moyennes. Les résultats confirment ceux de Zolss, Czermak et autres. La variation diurne comprend deux minima et deux maxima légèrement variables avec la saison. La variation annuelle comporte un maximum en été et un minimum en hiver.

Léon Bloch.

Effet de la poussière et de la fumée sur l'ionisation de l'air. — **A. S. Eve** (*Phil. Mag.*, VI-**19** (1910) 657-675). — Un grand nombre d'expériences, faites à l'aide du compteur d'ions d'Ebert, ont montré qu'il existe dans l'atmosphère un excès considérable (20 pour 100 en moyenne) du nombre des ions positifs sur celui des ions négatifs. Cet excès pourrait n'être qu'apparent et du à ce que pendant les mesures les ions négatifs diffusent plus rapidement que les positifs vers les différentes parties de l'appareil. L'auteur montre d'abord par une série d'expériences effectuées de manière à modifier l'importance des phénomènes de diffusion que cette hypothèse, d'ailleurs justifiée, ne peut rendre entièrement compte du fait observé. Ceci établi, on est conduit à penser que les ions négatifs, plus facilement que les positifs, s'attachent à des poussières, ou par tout autre moyen, sont transformés partiellement en gros ions qui traversent l'appareil d'Ebert sans être mis en évidence. A l'aide d'un appareil approprié, l'auteur étudie l'action de différents facteurs: conditions atmosphériques, voisinage des flammes, fumées, etc., sur les ions qui se trouvent normalement dans l'air et sur ceux produits par une source constante d'ionisation (rayons γ).

De ses expériences il résulte que :

1° En utilisant une source d'ions constante (rayons γ) et un courant d'air constant, le nombre des ions décelés par l'appareil dépend de la pureté de l'atmosphère et peut varier de 50 pour 100 par suite de la présence de fumée, de poussières, de brouillards, etc.

2° L'excès apparent du nombre des ions positifs est dû partiellement aux phénomènes de diffusion, partiellement, peut-être, à un excès véritable du nombre des ions positifs et aussi au fait que les deux espèces de petits ions, mais surtout les négatifs, s'unissent rapidement à des particules de fumée ou de poussières et traversent le compteur sans être décelés. Par conséquent, les appareils comme celu d'Ebert mesurent la pureté physique de l'air plutôt que l'intensité des agents ionisants.

3° Lorsqu'on mêle de la fumée au courant d'air, l'expérience montre que les centres chargés, positifs et négatifs, sont en nombre sensiblement égaux. Ces ions des fumées ont une faible mobilité.

4° Le courant d'ionisation est diminué par la présence des fumées, l'action de ces dernières étant non pas d'accélérer la recombinaison des petits ions, mais de les transformer en gros ions qui se déplacent et se recombinent plus lentement.

5° La présence de poussières, de fumées, de brouillards ou d'autres centres, chargés ou neutres, provoque la transformation des petits ions en gros ions. Par suite, le nombre total des ions présents peut se trouver accru, bien que la conductibilité de l'air soit diminuée.

J. Saphores.

Les courants électriques entre l'air et la terre. **C. Simpson** (*Phil. Mag.*, VI-**19** (1910) 715-725). Le courant électrique qui existe constamment entre l'air et le sol subit des variations d'intensité considérables en quelques minutes. Aussi, la plupart des mesures faites jusqu'ici, ne se rapportant qu'à un instant donné, n'ont pas de sens bien précis. L'auteur a pensé qu'il serait bon de suivre, d'une manière aussi continue que possible, les variations de ce courant à l'aide d'un dispositif enregistreur. La méthode qu'il emploie consiste à placer au voisinage du sol une surface *isolée*, et à mesurer, à des intervalles de temps égaux et rapprochés, à l'aide d'un électromètre, la charge qu'il faut lui fournir pour la maintenir au potentiel du sol. Ce sont les déviations de l'électromètre que l'on enregistre. Un autre électromètre enregistre les variations du champ au voisinage de la surface isolée.

L'ensemble des deux courbes ainsi obtenues permet de connaître à chaque instant la conductibilité de l'air.

La valeur moyenne de la conductibilité de l'air pendant dix jours, trouvée par cette méthode, est en unités électrostatiques C.G.S. $5{,}8.10^4$. Ce résultat est de l'ordre de grandeur de ceux déjà trouvés par d'autres expérimentateurs.

En ce qui concerne les variations diurnes, la conductibi-

lité de l'air est supérieure à sa valeur moyenne pendant la nuit et les premières heures du jour, inférieure pendant le jour et le soir. L'apparition du soleil paraît causer une diminution de la conductibilité de l'air, perceptible environ deux heures après son lever. Il semble que ce soit par l'intermédiaire des poussières que s'effectue cette diminution.

Quant au champ électrique au voisinage du sol, il est minimum dans les premières heures du jour, et maximum vers le soir.

Ce travail a été effectué à Simla (Indes) dans des conditions atmosphériques un peu spéciales, et l'auteur suggère qu'il serait bon de le reprendre dans d'autres régions.

Jean Saphores.

REVUE DES LIVRES

Thermodynamique et Chimie, seconde édition, par **P. Duhem** (1 vol., 579 pages, A. Hermann, Paris, 1910, Prix : 16 francs).

Voici bientôt vingt-cinq ans, que parut le *Potentiel Thermodynamique* de M. Duhem, et depuis l'éminent savant n'a cessé par ses travaux personnels et ses ouvrages de contribuer au développement et à la diffusion de la Chimie Physique. M. Duhem s'est toujours élevé contre les tendances qui auraient fait de la Chimie un assemblage de recettes pour la préparation des corps; certes il y avait bien des chimistes qui épousaient ses vues, qui cherchaient un mode de prévision des réactions, ainsi que des règles générales pour l'étude de ces réactions. Mais rarement le chimiste se trouve doublé d'un mathématicien, aussi la lecture des travaux de Chimie Physique se trouvait-elle accessible à un petit nombre d'entre eux. M. Duhem rendit un service énorme à la science lorsqu'il publia ses leçons élémentaires de *Thermodynamique et Chimie*, dont la deuxième édition vient de voir le jour. Dans la première édition il pensait surtout aux chimistes : « Ce que le chimiste attend surtout de la thermodynamique, disait-il, ce sont des règles simples, nettes et aisées à manier qui lui servent de fil conducteur dans l'effroyable dédale des faits chimiques connus déjà, qui le guident au cours de ses recherches, qui lui marquent exactement, en chaque réaction, les conditions dont il peut disposer, et les circonstances essentielles qu'il est tenu de déterminer. » Et ces règles il les donnait avec rigueur, les illustrant par de nombreux exemples, sans appareil algébrique compliqué. On retrouve dans la deuxième édition ce souci, avec celui en plus de s'adresser au professeur de l'enseignement secondaire : ce dernier, par suite de la refonte des programmes de l'enseignement classique, est très embarrassé pour chercher des sources de renseignements sur les doctrines de la Chimie Physique, afin d'en faire un exposé aussi rigoureux que simple à des élèves au début de leur initiation scientifique. Ces renseignements, il les aura dans l'ouvrage de l'éminent professeur de Bordeaux.

Ce ne sera pas seulement le professeur et le chimiste, qui liront avec fruit ce volume, mais encore le minéralogiste trouvera des renseignements qui l'intéresseront fort sur la reproduction des feldspaths et des roches ignées; il trouvera là une application des faux équilibres à ces synthèses. Tout le chapitre est du reste nouveau; il contient d'amples renseignements sur les métaux flués, ainsi que sur la relation entre l'état amorphe et l'état cristallisé; sur ce dernier point l'auteur développe une théorie qu'il a imaginée, et qui a été retouchée sur un point par M. Tammann.

Puisque nous venons de citer le nom de M. Tammann, disons que ses nombreux travaux sur la cristallisation se trouvent analysés, et que dans le chapitre très développé des alliages on lira un exposé de ses recherches et de celles qu'il a suscitées dans son laboratoire. L'étude des alliages amenait M. Duhem à donner la théorie des fers carburés de Bakhuis Roozoboom, modifiée selon les idées qu'ont développées M. Charpy et M. Le Chatelier.

Il y a d'ailleurs dans tout l'ouvrage un souci constant de mettre sous les yeux du lecteur les derniers travaux parus : c'est ainsi que l'impression fut arrêtée pour permettre d'introduire par exemple les expériences de M. Jolibois sur le phosphore pyromorphique, et celles de M. Coste sur le Sélénium allotropique, et qu'un appendice rend compte des travaux de M. Schreinemakers et de Mlle De Baat sur les systèmes quadrivariants.

La liquéfaction des gaz n'a pas été oubliée, c'est en effet une question bien intéressante, depuis l'industrie de la liquéfaction de l'air; aussi M. Duhem a-t-il donné un exposé des travaux de M. Kuenen et de ceux si intéressants de M. Coubet, qui ont amené ce dernier à trouver une méthode sûre pour déterminer les composantes des deux phases en présence dans un mélange de deux gaz. En somme cette seconde édition de *Thermodynamique et Chimie* constitue un volume, que consulteront souvent ceux qui pratiquent la Chimie Physique, et que ne peuvent que lire avec fruit ceux qui ne sont pas familiarisés avec cette branche de la Science. **Ed. Salles.**

Les méthodes de préparation des solutions colloïdales de substances inorganiques, par **The Svedberg**. — (1 vol. de XII + 510 p. avec 60 fig., de nombreux tableaux et 3 planches, Dresde, Steinkopf, 1909) (Prix : 16 Mk. relié 18 Mk).

Dans cette importante compilation, l'auteur a réuni et classé toutes les « recettes » employées pour la préparation des nombreux colloïdes inorganiques aujourd'hui connus. C'est-à-dire qu'il s'agit ici moins d'un ouvrage à lire que d'un manuel de laboratoire, que ceux, très nombreux, qu'intéressent aujourd'hui les liquides colloïdaux auront profit à garder sur leur table de travail. Chaque section de l'ouvrage est toutefois précédée d'un historique et suivie d'une bibliographie qui peuvent rendre de très utiles services en dehors du laboratoire. On trouve aussi souvent, à propos des diverses préparations, des renseignements détaillés sur les propriétés (couleur, précipitabilité, etc.) des liquides obtenus.

Les préparations sont classées suivant la nature du procédé à l'aide duquel les particules sont mises en suspension : ce sont des méthodes de condensation (par réduction, par oxydation ou par hydrolyse) et des méthodes de dispersion (par changement de concentration de l'ion solubilisant et surtout par pulvérisation électrique). On connaît les très curieux résultats obtenus par l'auteur au moyen de ce dernier procédé : on retrouvera décrits dans son livre avec beaucoup de détails tous les modes de préparation des sels qu'il a obtenus par pulvérisation de divers métaux (surtout alcalins et alcalino-terreux) dans un certain nombre de liquides organiques. Cette partie de l'ouvrage sera particulièrement intéressante pour les lecteurs qui n'ont pas entre les mains le travail fondamental de l'auteur sur cette question. On trouvera reproduits ici les schémas, les courbes et les planches de cet ouvrage.

Les descriptions sont toujours claires, précises. Des tables numériques, des tableaux variés sont empruntés aux auteurs toutes les fois qu'il est possible et que cela paraît utile. Enfin, après chaque section de l'ouvrage, un tableau résume tous les résultats obtenus au moyen des procédés groupés dans cette section. **H. Mouton.**

Gérant : Pierre Auger. 67053. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

CONGRÈS INTERNATIONAL DE RADIOLOGIE & D'ÉLECTRICITÉ

Bruxelles, 13, 14 et 15 Septembre 1910

RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS

Radiométrie, Terminologie.

Rapport sur les étalons de Radium.

Par **E. Rutherford** [Manchester].

Dans le courant de cette année, j'ai eu l'occasion de comparer quelques étalons de radium employés par des expérimentateurs de différents pays; j'ai pu constater des différences importantes entre ces différents étalons. Ceci m'a fait supposer qu'il y aurait un très grand intérêt à adopter un « Étalon de Radium International » auquel tous les dosages de radium seraient rapportés. Il me semble tout à fait nécessaire d'insister sur l'importance d'une telle décision.

A l'heure actuelle il est possible de déterminer avec une approximation considérable un certain nombre de quantités importantes relatives au radium, par exemple, le volume de l'émanation, l'effet calorifique, la production d'hélium, l'émission de particules α ou β dont la valeur dépend de la pureté de l'étalon de radium employé.

Le fait d'adopter un nouvel « étalon international » n'invalidera pas pour cela les travaux exécutés sans connaître les valeurs exactes, car, dans la plupart des cas, les résultats ont été exprimés par rapport à un étalon donné, qui pourra être corrigé par comparaison avec l'étalon international.

Il est nécessaire que l'étalon international soit préparé à l'aide d'une substance pure dont le poids atomique a été parfaitement déterminé. Une certaine quantité de radium pur (environ deux ou trois milligrammes) peut être employée et scellée hermétiquement dans un tube de petit volume. Au moyen de la méthode de dosage par les rayons γ ou une méthode équivalente, il n'y a aucune difficulté à étalonner un nombre d'étalons secondaires avec une erreur inférieure à 1 pour 100. De cette façon la plupart des laboratoires pourront acquérir un étalon secondaire contenant une quantité définie de radium, qui pourra servir à étalonner d'autres quantités de radium.

Dans certains cas, il est nécessaire de doser des quantités de radium très petites, comme dans les roches, le sol, les eaux; il semble alors très désirable de préparer en même temps une « solution de radium étalon » dont chaque centimètre cube contiendrait par exemple 10^{-6} milligramme de radium. Un centimètre cube de cette solution pourrait être distribué comme solution étalon, pour la détermination de petites quantités de radium par la méthode de l'émanation.

Si le congrès est de l'opinion qu'un tel « étalon international de radium » soit créé, il semble nécessaire de constituer un grand comité chargé d'étudier en détail le choix et la préparation d'un tel étalon primaire, la préparation d'étalons secondaires, et d'examiner le prix de tels étalons.

Quand l'étalon de Radium sera créé, je pense qu'il sera désirable d'atteindre par l'intermédiaire de la commission de l'étalon, les différents laboratoires nationaux et de leur demander d'acquérir des étalons de radium par l'intermédiaire du Comité. Ceux-ci pourront servir de base, si cela est demandé, pour l'étalonnage de préparations de radium vendues commercialement. Le Comité se limitera à la préparation de l'étalon international et des étalons secondaires pour les laboratoires scientifiques et ne prendra aucune part à l'étalonnage de préparations commerciales.

Sur la nécessité de créer un étalon international de Radium.

Par **J. Danne** [Paris].

Dans le but d'uniformiser les dosages de radium effectués dans les différents laboratoires qui s'occupent de radioactivité, il est indispensable de créer des étalons de Radium qui puissent être largement distribués aux intéressés.

Actuellement deux méthodes de dosage du radium donnent toute satisfaction : la méthode dite des rayons γ et la méthode de l'émanation. La première exige un étalon de radium placé en tube scellé, la seconde exige un étalon constitué par une solution titrée ou un sel dilué, facile à mettre en solution et également titré.

Ces deux étalons fondamentaux seront préparés au moyen d'un sel de radium pur, dont le spectre et le poids atomique auront été déterminés avec soin. L'époque du Congrès de Radiologie semble très favorable à la discussion immédiate de cette question et à la nomination d'une commission internationale chargée d'en régler les détails. Les travaux de cette commission comprendraient :

1° La préparation d'un étalon fondamental en tube scellé (méthode des rayons γ);

2° La préparation d'une solution ou d'un sel titré (méthode de l'émanation);

3° La préparation d'étalons secondaires comparés aux étalons fondamentaux;

4° La distribution des étalons secondaires aux différents laboratoires;

5° L'étude des dispositifs les plus convenables pour effectuer les dosages de radium par l'une ou l'autre méthode.

Sur les mesures et les unités radioactives.

Par **P. Lenard** [Heidelberg].

On se ressent vivement, à l'heure actuelle, du besoin de procédés de mesures de la radioactivité plus précis et plus simples et d'unités pouvant être définies d'une manière plus précise, surtout en vue des applications médicales des corps radioactifs. Pour le moment les travaux ne sont pas encore, à mon avis, assez avancés pour qu'on puisse établir des unités absolues. Par contre on peut définir des unités pratiques plus précises, dès qu'on dispose d'appareils de mesures plus exacts que ceux employés jusqu'ici. L'Institut Radiologique présente ici de tels appareils de mesure. Un de ces appareils, appelé Emanomètre (construit par le Prof. Dr Becker), est approprié surtout aux mesures des émanations contenues dans des liquides (et des corps solides), mesures dont on a fréquemment besoin dans les applications médicales et dans la balnéologie. La grande précision de cet appareil (supérieure à celle de tous les autres appareils de ce genre, employés jusqu'ici) en même temps que sa très grande simplicité sont dues :

1° A l'élimination de toute mesure de temps (une lecture unique est suffisante, pouvant être faite facilement par n'importe qui);

2° Au remplacement de l'électroscope usuel à feuille d'aluminium par l'électromètre à fil de quartz, donnant des mesures plus précises;

3° A une diminution très importante de l'influence des activités induites qui s'agglomèrent dans des appareils de mesure employés jusqu'ici, et donnent lieu à des erreurs difficiles à éliminer.

A cause de ces avantages et de sa théorie très complète et très simple, l'émanomètre se prête bien à la définition d'une quantité d'émanation *unité*. Cette unité pourrait être fixée au moyen de l'émanomètre et choisie identique à « l'unité de Mache » employée jusqu'ici autant que la définition et l'application même de cette unité rendent l'identification possible. On aurait ainsi réalisé un progrès analogue à celui qui a été atteint en photométrie, quand on a substitué à la bougie normale l'unité de Hefner (à l'acétate d'amyle) mieux définie. L'unité de Hefner est tout comme l'unité d'émanation proposée ici, une unité purement pratique et elle repose également sur la possibilité de reproduire exactement un appareil perfectionné (notamment la lampe à l'acétate d'amyle) comme c'est le cas de l'émanomètre. Quand il ne s'agit pas de mesures d'émanation, mais de l'étude de corps radioactifs quelconques (même sans émanation), il est nécessaire de construire des courbes précises de désactivation. Pour la détermination de ces courbes, un appareil spécial, le décadomètre, travaillant d'une manière très simple et très précise, a été construit à l'Institut Radiologique (Dr C. Ramsauer). Une méthode d'application générale permettant d'effectuer à l'aide de ce décadomètre des déterminations quantitatives de préparations de Radium, Thorium, Actinium, etc., sera publiée plus tard par l'Institut Radiologique. La 2e communication qui suit, du Professeur Dr Becker a pour objet spécial la description de l'émanomètre et l'établissement de l'unité — unité de Mache perfectionnée « ou unité de l'émanomètre ».

La 3e communication du Dr C. Ramsauer porte sur le décadomètre.

Traduit par L. Wertenstein.

Sur l'émanomètre.

Par **A. Becker** [Heidelberg].

Pour mesurer les émanations radioactives avec l'émanomètre dont il a été question dans la note précédente, on fait passer le volume d'air contenant l'émanation à travers un condensateur cylindrique et on détermine automatiquement la perte de charge qui a lieu dans celui-ci durant le passage.

L'appareil est composé d'un dispositif électrométrique et d'un récipient dans lequel on secoue le liquide dont on veut mesurer la teneur en émanation ; les deux parties sont reliées entre elles par un tube de caoutchouc et un câble électrique. L'électromètre employé est un appareil à fils de quartz qui possède plusieurs avantages sur l'électroscope à feuille d'or : fonctionnement régulier, précision dans les lectures, sensibilité considérable et constante pour toutes les charges auxquelles on a affaire. L'électromètre est surmonté d'un condensateur cylindrique dont l'électrode centrale a la forme d'une tige et se trouve en communication avec les fils de quartz ; la communication peut être coupée au moyen d'un petit électro-aimant actionné depuis l'endroit où se trouve le récipient à liquide.

Ce dernier reçoit un volume déterminé du liquide à étudier; lorsque l'équilibre est établi entre le liquide et le gaz dans le récipient, on met celui-ci dans un vase à eau de forme convenable et on ouvre les robinets qui se trouvent dans le fond du récipient ; en y pénétrant, l'eau oblige le gaz à s'écouler à travers le condensateur de mesure, qui est muni d'ouvertures dans sa partie supérieure. La tige du condensateur, réunie au fil de quartz, est chargée à un potentiel défini au début de l'expérience, de façon à amener au zéro l'un des fils de quartz (on peut se servir, par exemple, d'un courant continu de secteur) ; le passage du gaz provoque alors un mouvement du fil de quartz, avec une vitesse proportionnelle à la quantité d'émanation qui passe. Lorsque le récipient est entièrement rempli d'eau, il se produit un contact électrique qui fait agir l'électro-aimant et isole les fils de quartz ; ceux-ci s'arrêtent dans leur position déviée, et la connaissance de cette déviation suffit pour déterminer la teneur en émanation cherchée. Dans tout l'intervalle des mesures, la déviation est proportionnelle à la quantité d'émanation agissante, et d'ailleurs entièrement déterminée par les constantes de l'instrument ; elle est indépendante de toute autre cause de déperdition électrique, en particulier de l'activité induite qui se forme soit dans le récipient à liquide, soit dans le condensateur. Ce dernier résultat est atteint par les deux moyens suivants : 1) on oblige l'émanation à traverser un champ électrique avant de pénétrer dans le condensateur, afin qu'elle abandonne son activité induite ; 2) pour diminuer l'effet de l'activité induite formée pendant le passage à travers le condensateur, on réduit autant que possible la surface où elle pourrait se déposer, et on choisit convenablement le potentiel auquel est chargée la tige.

Pour indiquer la teneur en émanation d'un liquide, il est nécessaire d'avoir une unité bien établie. L'unité de Mache, employée jusqu'ici, ne satisfait pas à la condition d'être définie d'une façon univoque, puisqu'elle dépend essentiellement des dimensions de la chambre d'ionisation employée ; au contraire, l'émanomètre convient particulièrement pour définir une unité pratique qu'on peut reproduire à volonté. Cette unité est égale à celle de Mache, avec l'approximation que permet le fontactoscope de Engler et Sieveking, si on la définit de la façon suivante, en tenant compte des dimensions de l'instrument (volume du condensateur cylindrique 500 cm³, surface interne 400 cm², capa-

cité de l'appareil de mesure 125 cm, rapport entre le volume du récipient à liquide et le temps pendant lequel on y laisse pénétrer l'eau : 7 cm³ sec) : *l'unité d'émanation est la quantité contenue dans un litre d'un liquide et produisant dans l'émanomètre une chute de potentiel d'un volt.* Cette même mesure pourrait être appliquée aussi à l'émanation contenue dans un solide ou dans un gaz.

[Traduit par Leon Kolowrat.]

Sur le décadomètre (appareil pour la mesure de la désactivation).

Par **C. Ramsauer** [Heidelberg].

Le principe de l'appareil repose sur une comparaison automatique du courant de saturation à mesurer avec un courant qui traverse une résistance à air, sous une tension déterminée.

B est une petite batterie d'accumulateurs de 200 volts. Un de ses pôles est à la terre E, l'autre est réuni à l'enveloppe H de l'appareil à activation, qui contient une substance solide ou liquide ou, d'une manière générale, est exposé à un rayonnement ionisant quelconque. L'électrode intérieure est Z_1. L'enveloppe H_2 de

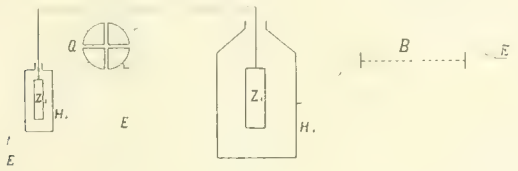


Fig. 1

la chambre de comparaison est à la terre, son cylindre de dispersion Z_2 est réuni à Z_1. La tension présente sur Z_1 Z_2 est mesurée par l'électromètre à quadrants Q, dont l'aiguille est maintenue chargée à un potentiel convenable au moyen de B. Le montage comporte en outre des dispositifs permettent d'établir ou de couper la communication avec la terre ou la pile, et d'introduire d'une façon commode la substance active; de plus, l'électromètre est muni, pour plus de commodité, d'un microscope qui vise l'image d'un trait dans un miroir mobile; il peut, en outre, se réunir à un appareil d'enregistrement automatique.

Soit maintenant S le courant de saturation entre H_1 et Z_1, v la tension mesurée par l'électromètre et i le courant entre Z_2 et H_2 ; v va augmenter, jusqu'à ce que i devienne égal à S. Soit V la tension à l'état d'équilibre, et $i = f(v)$ la loi qui relie le courant i à v; on aura

$$S = f(V),$$

où $f(v)$ peut être donné numériquement ou graphiquement par un calibrage de la résistance à air. Comme on peut toujours augmenter la sensibilité de l'électromètre, on peut s'arranger pour maintenir v dans des limites telles que la résistance à air suive encore la loi d'Ohm. Soit w cette résistance définie par la loi d'Ohm, on a la relation :

$$S = \frac{V}{w}.$$

La fuite normale est éliminée si on compte V à partir de la position d'équilibre qui correspond à cette fuite normale.

Il est très important de connaître le temps nécessaire à l'établissement de l'équilibre. Soit C la capacité de Z_1 et Z_2, on a l'équation :

$$C\frac{dv}{dt} = S - \frac{v}{w}.$$

De cette équation on peut tirer $T_{\frac{99}{100}}$, c'est-à-dire le temps au bout duquel V est atteint à $\frac{1}{100}$ près. Ce temps peut être envisagé pratiquement au lieu du temps infiniment long nécessaire à l'établissement complet de l'équilibre.

$$T_{\frac{99}{100}} = Cw \log. \text{nat.}\ 100.$$

Ce temps est ainsi indépendant de V, c'est-à-dire de l'activité de la substance à mesurer et peut être toujours réduit à moins d'une minute, par un choix convenable de w qui est toujours très petite à l'égard de la grande sensibilité de l'électromètre.

De là résulte la valeur de l'appareil pour l'exécution rapide des mesures facilitée de plus par la commodité du procédé de lecture, par la suppression de mesure de fuite spontanée prenant toujours beaucoup de temps, ainsi que de toute mesure de temps et de toute espèce de calcul. En outre l'appareil est applicable à la détermination de courbes de désactivation, car l'aiguille suit immédiatement toute variation d'activité.

En employant au besoin des résistances à l'air différentes et en faisant subir à la charge de l'aiguille des variations correspondantes, on pourrait élargir à volonté le domaine des activités mesurées et augmenter la précision.]

La grande utilité de l'appareil pour ce dernier but se manifeste surtout dans l'enregistrement automatique, car l'appareil enregistreur donne directement sans aucun calcul ni observation les courbes de désactivation caractéristiques pour chaque substance. Pour cette raison, on a choisi pour l'appareil la désignation de décadomètre.

Ces avantages pourraient rendre le décadomètre utilisable dans les Instituts radiologiques ainsi que dans tous les laboratoires où on fait des déterminations fréquentes de l'activité et des courbes de désactivation.

[Traduit par L. Wertenstein.]

Électromètres et électroscopes à compensation.

Par **A. Hurmuzescu** [Jassy].

Description d'un modèle spécial d'électroscope à capacité variable : propriétés et sensibilité. (Voir la description de l'instrument dans *Le Radium* (5, 1908).

Appareil pour la mesure de la quantité de rayons X

Par **B. Szilard** [Paris].

J'ai imaginé un appareil permettant d'établir les mesures directes des quantités relatives de rayons X en évaluant leur pouvoir ionisant, but que M. Villard a déjà cherché à atteindre.

Le principe de mon appareil est le principe habitue électroscopique. Décharger un condensateur chargé d'électricité et mettre en évidence, au moyen d'un indicateur, la charge restante.

Le condensateur est formé par l'ensemble de l'appareil. La charge nécessaire pour le condensateur est produite par une petite bobine de Ruhmkorff, réglable, rendue unipolaire par une soupape. Quant à la décharge, elle s'effectue dans une petite chambre d'ionisation, placée sur le lieu même de l'utilisation des rayons et distante de l'appareil auquel elle est reliée par un conducteur long, isolé par un système articulé en ébonite qui est entouré d'un ressort à boudin métallique. L'indicateur consiste en une longue aiguille en aluminium portant sur sa partie supérieure une petite tige en fer et le tout monté sur un pivot et dirigé par un petit aimant fort en fer à cheval et placé au-dessus.

L'aiguille dans sa position normale de repos est dans le plan de son cadre métallique auquel elle est reliée électriquement.

On amène au système condensateur, au moyen de la bobine réglable, une charge quelconque voulue qui est accusée immédiatement par la déviation de l'aiguille sur son cadran préalablement étalonné.

La mesure se fait ensuite en faisant tomber le rayonnement sur la chambre d'ionisation réceptrice : la baisse successive de l'aiguille indique la quantité d'électricité libérée sous forme d'ions.

La capacité restant constante, le courant toujours saturé, et les pertes d'électricité par défaut d'isolement insignifiantes, on peut obtenir des mesures à peu près absolues des rayons X.

Je propose comme unité de quantité de rayonnement une quantité telle qu'elle peut créer un million d'ions dans le récepteur de l'appareil dont le volume est de 1 centimètre cube et dont les parois intérieures sont en argent. J'appelle cette unité *mégaion*.

L'étalonnage de l'appareil peut être contrôlé à volonté en remplaçant le récepteur par une chambre d'ionisation contenant une certaine quantité d'oxyde d'uranium au pouvoir ionisant constant et connu ; celle-ci s'adapte directement à l'extrémité du conducteur.

Mesure absolue d'une résistance en unités électrostatiques.

Par **A. Hurmuzescu** [Jassy].

La description de cette méthode a été donnée dans un mémoire publié dans *Le Radium* (**6**, 1909).

Nomenclature de la radioactivité.

Par **N. R. Campbell** [Leeds].

A l'occasion du Congrès de Radiologie de Bruxelles, il paraît opportun d'attirer l'attention des physiciens sur la nomenclature de la radioactivité. Il semble qu'une réforme soit urgente [1].

Le but de cette communication n'est pas de proposer un système donné de nomenclature relative à la radioactivité, mais plutôt d'attirer l'attention sur un sujet d'une importance capitale. J'indiquerai les défauts fondamentaux de la nomenclature actuelle, et les bases qu'on pourrait adopter pour l'établissement d'un système nouveau.

Les défauts de l'ancien système sont les suivants :

1° Il ne permet pas d'interpolation ;

2° Il sépare des séries qu'on sait être maintenant en relation, telles que celle de l'uranium et du radium ;

3° Il insiste trop sur le fait que certains éléments sont gazeux, accidentellement à la température ordinaire ;

4° Il présente une anomalie grave en faisant précéder la lettre A par la lettre X (thorium X — thorium A).

Pour obvier à ces inconvénients, on pourrait, par exemple, indiquer les éléments par des chiffres et non des lettres Un tel système admettrait une infinité d'interpolations : ainsi entre 1 et 2 on peut intercaler 9 termes tels que 1,1 — 1,9 ; puis 90 termes tels que 1,01 — 1,99 et ainsi de suite. On pourrait encore établir un système basé sur la nature du rayonnement émis par la substance : ainsi le rayonnement émis par un élément serait représenté par — 0 (pour une substance sans rayonnement), par — a (pour une substance émettant des rayons α) par — 0b (pour une substance émettant des rayons β et γ seulement) par — ab (pour une substance émettant toutes les espèces de rayons). Des modifications particulières pourraient être utilisées dans certains cas : ainsi l'addition de — g pourrait servir à indiquer, si on le trouvait, que les rayons β et γ peuvent se manifester indépendamment l'un de l'autre.

Un système quelconque de nomenclature n'éliminerait pas complètement des noms bien connus tels que « radium », pas plus que les systèmes de nomenclature de la chimie organique moderne n'ont supprimé le mot « indigo », par exemple.

Radioactivité.

Sur l'énergie des rayons du radium.

Par **William Duane** [Paris].

J'ai essayé cinq méthodes pour mettre en évidence l'énergie des rayons du radium. Un bolomètre, un radiomètre et une pile thermo-électrique n'ont pas donné de résultats nets ; mais j'ai obtenu des résultats positifs avec un thermomètre différentiel à gaz et avec un calorimètre sensible.

Le thermomètre différentiel à gaz se compose de deux flacons de verre remplis d'hydrogène et réunis par un tube capillaire contenant une gouttelette de xylol. L'un des flacons est muni d'une fenêtre de mica assez mince pour que les rayons du radium puissent facilement la traverser. Quand on approche la source de rayons de la fenêtre, la gouttelette de xylol se déplace vers l'autre flacon. Ce déplacement est dû à l'arrivée des rayons α, qui chauffent le gaz à l'intérieur du flacon.

Quoique j'aie pris toutes les précautions pour maintenir constante la température des flacons et pour éviter que de la chaleur dégagée par la source elle-même ne soit apportée au thermomètre par conduction, je n'ai pu obtenir de bonnes mesures de la quantité de chaleur due aux rayons.

Dans la cinquième série d'expériences je me suis servi du calorimètre sensible antérieurement décrit [1]. J'introduis dans ce calorimètre, la moitié d'un tube de verre muni, au bout supérieur, d'une fenêtre de mica. On y a fait le vide et l'on a fermé le bout inférieur à la flamme. Quand on approche une source de rayons de la fenêtre, les rayons qui la traversent vont frapper les parois intérieurs du tube et y transforment leur énergie en chaleur, qui est mesurée par le calorimètre.

Comme source de rayons j'emploie de l'émanation et

1. Voir *Nature*, **76**, p. 658 et **84**, p. 245.

1. Voir *Le Radium*, **6** (1909), 507-510. (Un mémoire plus détaillé paraît dans le fascicule du mois de septembre du *Radium*).

de l'activité induite du radium comprimé dans une très petite boîte métallique munie d'une fenêtre de mica.

Des expériences faites par la méthode d'ionisation pour étudier l'absorption des rayons α ont montré que les deux fenêtres de mica, mises à la fois, arrêtent les rayons α de l'émanation et du radium A, mais que les rayons α du radium C peuvent les traverser. En ajoutant des feuilles d'aluminium (équivalente chacune à environ 7 mm. d'air) on trouve qu'une feuille ajoutée aux deux fenêtres n'arrête pas les rayons, mais que deux feuilles ajoutées les arrêtent.

En approchant la source de rayons de la fenêtre de mica, on observe un dégagement net de chaleur dans le calorimètre, s'il n'y a pas de feuilles d'aluminium entre la source et la fenêtre, et même s'il y en a une seule; mais quand on y place deux ou trois feuilles, on n'observe plus de dégagement de chaleur.

Il en résulte que les rayons β et γ n'ont pas d'effet visible, que la chaleur dégagée par la source de rayons elle-même n'arrive pas au calorimètre par conduction, et que les rayons α portent avec eux une quantité d'énergie qui est mesurable même vers la fin de leur parcours.

J'espère obtenir une bonne mesure de l'énergie des rayons α le long de leur parcours, ainsi que de l'énergie des rayons β et γ, si celle-ci n'est pas moindre que le 1 pour 100 de l'énergie des rayons α.

Sur le nombre de particules α émises par seconde par l'uranium, le thorium et les minéraux d'uranium.

Par **H. Geiger** et **E. Rutherford** [Manchester].

Les nombres de particules α émises par gramme d'uranium et de thorium ont été obtenus par la méthode des scintillations en utilisant des pellicules de substance active. Le nombre des particules α émises par les minéraux d'uranium est en bon accord avec le nombre calculé et indique que l'uranium émet deux particules α. L'expérience a montré que le parcours des particules α de l'uranium est environ 2,7 centimètres dans l'air.

Sur les parcours de projections radioactives

Par **Louis Wertenstein**. Paris

J'ai montré qu'on peut étudier sous des pressions variables entre 5 — 40 millimètres de mercure la projection radioactive du radium B, en éliminant au moyen d'un champ électrique fort les effets de diffusion des particules arrêtées par le gaz. J'ai étudié comment varie, sous une pression déterminée, la quantité de Ra B reçue par un disque B chargé positivement, en fonction de sa distance à un disque A recouvert de Ra A et chargé négativement. La relation cherchée est une loi linéaire. A toute pression, l'activation par projection cesse de se produire au delà d'une certaine distance, inversement proportionnelle à la pression. Les résultats de ces expériences se traduisent par l'existence d'un parcours analogue à celui des particules α, égal à la pression atmosphérique à 0,12 mm. pour l'air et à 0,7 mm. pour l'hydrogène. La quantité totale projetée est voisine de 80 pour 100 de celle qu'on peut prévoir théoriquement. La loi d'émission montre une diminution du nombre ou du parcours des particules dans une direction oblique. Pour déterminer cette loi on étudie la distribution de l'activité par zones concentriques sur un grand disque B recevant du Ra B par projection venant d'une très petite surface active A placée à une certaine distance au-dessus du centre de B. J'ai montré que les particules radioactives possèdent dans l'argent un parcours voisin de 20 μμ. A cet effet des disques de verres activés étaient argentés par-dessus le dépôt actif. On étudiait la projection radioactive ayant pu traverser le dépôt d'argent.

J'ai pu mettre en évidence le rôle de la projection du radium A dans le phénomène de l'activation des surfaces par l'émanation du radium. A cet effet, on dispose dans une cloche remplie d'air chargé d'émanation sous une faible pression une série de disques alternativement chargés d'électricité positive et négative et à distance croissante. Les courbes de l'activation des faces positives en fonction de la distance montre un phénomène de saturation superposé à une faible activation ultérieure proportionnelle à la distance. Les distances limites pour le premier phénomène, sont, sous chaque pression, voisines du parcours du Ra B; elles représentent probablement le parcours du Ra A. Enfin, j'ai trouvé sous de faibles pressions une forte ionisation initiale dans des courbes d'ionisation en fonction de la distance, relatives au radium C. J'attribue cette ionisation à la projection du radium D par le radium C[1].

Sur le recul du radium B à partir du radium A.

Par **W. Makower**, **S. Russ** et **E. T. Evans** [Manchester].

Les premières expériences de Russ et Makower ont été faites dans le but de déterminer si le Ra B possède une charge électrique quand il est expulsé dans le vide à partir du Ra B, et dans ce cas de trouver le signe et la grandeur de la déviation. Un certain nombre d'expériences dans lesquelles on faisait passer le radium B entre deux électrodes de laiton dans un champ magnétique intense, ont montré que le Ra B est chargé positivement dans ces conditions. Dans des expériences ultérieures le Ra B expulsé dans le vide par un fil recouvert de Ra A passait entre deux plateaux distants de 1,17 millimètre présentant une différence de potentiel variant dans les différentes expériences entre environ 1000 à 2000 volts. Le Ra B tombait ensuite sur une lame de laiton. Après une exposition de dix minutes à la radiation, la lame était enlevée et on étudiait la distribution de l'activité sur cette lame en la disposant sur une plateforme mobile et présentant des portions successives de la lame sous une fenêtre rectangulaire recouverte d'une feuille d'aluminium et découpée dans une feuille de plomb formant la base d'un électroscope à rayons α. Cette fenêtre avait 3 centimètres de long et 2 millimètres de large. La grandeur de la déviation trouvée ainsi était de l'ordre de la grandeur calculée dans l'hypothèse où le Ra B porte une charge atomique d'électricité et a un poids atomique de 214 conformément à la théorie des tranformations radioactives.

Makower et Evans ont fait d'autre part des expériences sur la déviation magnétique du Ra B au moment du recul. La matière radiante traversait dans le vide le champ d'un puissant électro-aimant et tombait ensuite sur une lame de laiton comme dans les expériences de déviation électrique. On mesurait la distribution de l'activité sur la lame; la grandeur de la déviation produite par le champ magnétique était ainsi déterminée. En mesurant le rayon de courbure de la radiation dans un champ magnétique d'intensité connue, on obtenait la valeur

$$\frac{mv}{e} = 7{,}26 \cdot 10^{\cdot}$$

1. Un mémoire de Lulli paraît dans le prochain [illegible] du *Radium*

Dans des expériences récentes, le Ra B expulsé par un fil de platine recouvert de Ra A passant dans un champ magnétique à travers une fente étroite, puis tombait sur une lame de laiton pendant trois minutes. On renversait alors le champ magnétique et la radiation continuait à agir sur la lame pendant 7 minutes jusqu'à ce que le Ra A du fil soit tombé à une valeur inappréciable. On enlevait alors la lame de laiton et on la plaçait sur une plaque photographique en l'abandonnant pendant plusieurs heures. Le Ra C formé à partir du Ra B sur la lame donnait au développement une impression sur la plaque photographique. On a trouvé qu'il y avait deux maxima d'intensité bien marqués, représentant la distribution du Ra B déposé sur la lame correspondant au champ magnétique direct et inverse. Par la mesure de la distance comprise entre les maxima et d'après les dimensions connues de l'appareil, on déterminait le rayon de courbure dans un champ magnétique d'intensité connue et on obtenait

$$\frac{mv}{e} = 6{,}52 \times 10^{7}$$

Cette valeur est en bon accord avec celle obtenue par la première méthode, et il est probable qu'elle est plus approchée.

La valeur de $\frac{mv}{e}$ pour la particule α du Ra A trouvée par Rutherford est $5{,}4 \times 10^{5}$. Puisque le mouvement de la particule α et celui de l'atome qui est expulsé doivent être les mêmes, on déduit de ces nombres que le Ra B porte la charge atomique d'électricité, la particule α portant deux fois cette charge. Les expériences de déviation électrique et magnétique montrent que la vitesse des particules du Ra B est $5{,}25 \times 10^{9}$ centimètres par seconde et le poids atomique de ce corps 194.

(Traduit par Gaston Dunne).

Sur l'absorption et la réflexion des particules β par la matière.

Par **Alois F. Kovárik** (Manchester).

Dans ce travail l'auteur s'est proposé :

1° De déterminer les coefficients d'absorption de rayons de différentes vitesses dans les conditions les plus normales;

2° De déterminer l'effet des rayons réfléchis sur les coefficients d'absorption;

3° De déterminer la variation de la quantité de rayons réfléchis avec la vitesse de ces rayons et la nature de la substance réfléchissante;

4° D'étudier la réflexion multiple des particules β sur différents réflecteurs et pour des particules de différentes vitesses.

On a utilisé les corps radioactifs comme sources de particules β. Ces substances étaient déposées en couches minces sur des feuilles minces d'aluminium, afin d'éviter différentes complications.

Les expériences ont conduit aux conclusions suivantes :

1° La dispersion des particules β peut produire une montée dans la portion initiale de la courbe d'absorption dans certaines conditions et une baisse rapide dans d'autres conditions. La dispersion semble être une fonction de la vitesse des particules.

2° Dans les mesures d'absorption la matière absorbante doit être placée directement contre l'ouverture de la chambre d'ionisation, afin d'éviter les erreurs dues à la dispersion.

3° Le coefficient d'absorption des particules β émises par des couches minces de substance active, varie avec la nature de la substance qui supporte la matière active, et est d'autant plus grand que le poids atomique du support est plus élevé.

4° Pour éviter dans la portion initiale de la courbe d'absorption la baisse rapide causée par la réflexion des particules β sur les couches absorbantes, il est nécessaire de placer au-dessous de la couche active autant de feuilles absorbantes qu'au-dessus.

5° Le pourcentage de la réflexion, mesurée par la méthode d'ionisation, des particules β émises par des couches minces d'une substance active quelconque, est une fonction de la vitesse des particules et pour des rayons dont les coefficients d'absorption sont compris entre 75 et 20 environ, il est d'autant plus grand que les rayons ont des vitesses plus grandes; pour des rayons très pénétrants, ce pourcentage diminue.

6° Le pourcentage des particules β réfléchies est plus grand pour des réflecteurs de poids atomique plus élevé.

7° Par réflexion multiple, l'ionisation peut s'accroître de 100 à 550. La réflexion multiple change de valeur avec le poids atomique du réflecteur et la vitesse des particules β de la même manière qu'une réflexion simple.

(Traduit par Gaston Dunne.)

Passage des rayons β à travers la matière.

Par **H. W. Schmidt** (Giessen).

Quand des rayons β, autrement dit, des électrons émis par un corps radioactif tombent sur une lame solide, nous pouvons observer qu'une partie subit la réflexion diffuse (dispersion), l'autre traverse la lame. Quand l'épaisseur de la lame augmente, la portion diffusée augmente rapidement jusqu'à un maximum p (énergie de rayonnement réfléchi maximum), tandis que l'énergie transmise I_d diminue exponentiellement quand l'épaisseur d augmente. On arrive à expliquer ces phénomènes d'une manière au moins qualitative, en supposant que, dans une couche matérielle mince, une fraction déterminée des particules en mouvement est complètement détruite, une autre partie est réfléchie en sens contraire du faisceau incident (supposé parallèle). Les constantes caractéristiques α (coefficient d'absorption vrai) et β (coefficient de réflexion) dépendent de la vitesse des rayons employés, et comme ceux-ci ne subissent à la traversée de la matière qu'une perte de vitesse insensible, ils peuvent être considérés comme spécifiques pour un rayonnement et un milieu absorbant donnés. On peut les déterminer en mesurant p et I_d.

Des observations faites sur divers éléments ont fait connaître la relation entre α et β et le poids atomique. α D, le quotient du coefficient d'absorption vrai par la densité est inversement proportionnel à la racine cubique du poids atomique; β D est proportionnel au poids atomique lui-même. Ceci signifie que : 1° le coefficient d'absorption vrai est proportionnel à la section totale des atomes, c'est-à-dire à l'aire recouverte par les atomes supposés juxtaposés dans un plan ; 2° le coefficient de réflexion est proportionnel d'une part au volume vrai occupé par les atomes; d'autre part, au nombre des électrons qui leur sont liés. (En effet, si les atomes des divers éléments sont constitués des mêmes particules fondamentales, ils ne peuvent différer que par leur grosseur ; le poids atomique mesure alors directement la dimension des atomes. — De plus, J.-J. Thomson estime que le nombre des électrons liés à l'atome est proportionnel au poids atomique.) De nombreuses recherches sur les éléments et leurs combinaisons (pour les-

quelles il existe une loi additive facile à établir) ont démontré que les lois ci-dessus sont très générales, qu'en connaissant les constantes d'un rayonnement déterminé on peut prévoir la grandeur des effets observés sur tout composé chimique défini. Pour le passage des rayons β à travers la matière, les propriétés spécifiques de la substance n'interviennent pas, il n'intervient que le poids atomique des atomes entrant dans la molécule.

Traduit par Léon Brou[illegible]

Le passage de rayons α, β et γ au travers de la matière.

Par **R. D. Kleeman** [Cambridge].

Beaucoup d'expériences portent à croire que la vitesse des rayons cathodiques les plus lents, émis par les atomes sous l'influence de rayons α, β et γ, est indépendante de la nature des atomes et du rayonnement ionisant. Ainsi Fuchtbauer a montré que les rayons cathodiques les plus lents, émis par des plaques métalliques exposées aux rayons cathodiques ou anodiques, sont indépendants de la nature des plaques et de la vitesse des rayons. L'auteur a montré que le pouvoir pénétrant du rayonnement β mou émis par des plaques métalliques exposées aux rayons γ — qui est produit probablement en partie par des rayons γ directs et en partie par des rayons β secondaires, doués de grande vitesse — est pratiquement indépendant de la nature des plaques rayonnantes. C'est ce qui devrait arriver approximativement si la vitesse des rayons les plus lents ne dépend pas de la nature du métal.

On admet généralement qu'une molécule d'un gaz n'émet en général qu'un seul de ces électrons lents quand elle devient ionisée. Or dans le cas de particule α on peut montrer d'une manière très décisive que si l'énergie de l'ionisation est entièrement empruntée à une particule α, l'atome ionisé doit perdre un certain nombre d'électrons qui dépend de son poids. On peut montrer en plus que ce nombre est probablement proportionnel à l'ionisation atomique, c'est-à-dire une quantité à l'aide de laquelle on peut calculer par la règle additive l'ionisation de gaz différents par unité de volume.

Quand les rayons α, β, γ traversent la matière, ils perdent leur énergie par l'ionisation, etc.; ils subissent en outre des déviations irrégulières de leurs trajectoires. Le dernier effet est faible dans le cas des particules α, mais l'absorption des rayons β et γ telle qu'elle est mesurée généralement est due à la fois à deux effets mentionnés plus haut. L'auteur a effectué certaines expériences sur la déviation ou la dispersion des rayons γ. Il en résulte que la dispersion augmente pour des rayons plus mous; les rayons durs ont été obtenus en faisant traverser au rayon γ une lame de plomb de 1,5 centimètre d'épaisseur. La dispersion augmente, pour des rayons γ de même dureté, avec le poids atomique de la matière dispersante. Plus les rayons sont mous et plus important est le rôle de la dispersion dans l'absorption de rayons mesurée par des procédés habituels.

[Traduit par L. Wertenstein.]

Sur le dégagement d'émanation par les sels de radium

Par **Léon Kolowrat** [Paris].

L'émanation produite par une substance radifère est en partie dégagée dans l'atmosphère, en partie accumulée dans la substance; la fraction dégagée dépend essentiellement de la température. L'auteur a étudié ce phénomène à diverses températures, en chauffant des sels formés par l'addition d'un peu de $RaCl_2$ à une matière inactive telle que $BaCl_2$, $BaFl_2$, $KAzO_3$, $CsAzO_3$, AgCl. Les modifications physiques ou chimiques subies du fait de la chauffe introduisent une complication dans les expériences; néanmoins, certaines relations générales ont pu être trouvées.

En comparant le débit d'un sel fondu à celui d'une solution du même sel, on trouve que le sel fondu dégage toute son émanation; par contre, si la température est inférieure à celle de la fusion, une fraction seulement est dégagée, qui reste faible jusqu'à une température assez élevée, puis commence à augmenter pour atteindre sa limite à la fusion. Pour le $BaCl_2$ on observe, un peu au-dessous de la fusion, une variation anomale de la quantité dégagée; cette anomalie correspond à une transformation polymorphe du $BaCl_2$, trouvée récemment par M. Plato; on a une anomalie semblable pour le $BaFl_2$, mais on n'en a pas observé pour le $KAzO_3$ et le AgCl, pas plus que pour un dépôt d'une très faible quantité de $RaCl_2$ pur; cette dernière substance, présente en couche excessivement mince, se modifie du reste rapidement à la chauffe et ne dégage plus toute son émanation même à 1500 degrés; ceci a été confirmé au cours d'expériences sur le rayonnement β du radium à son minimum d'activité.

En maintenant un sel à une température fixe θ on trouve que la quantité d'émanation libérée par unité de temps est constante; on en déduit que la quantité qui reste absorbée après un temps t est égale à $C.(1-e^{-t/\lambda})$, où λ est la constante radioactive de l'émanation et C un coefficient, fonction de θ mais indépendant de t. De plus, c'est la même quantité qui restera absorbée si la chauffe à θ°, au lieu d'avoir duré pendant tout l'intervalle t, n'en a pris que la dernière partie; en effet, si on fait accumuler l'émanation dans le sel à la température ordinaire et qu'on chauffe ensuite à θ°, la quantité absorbée décroît progressivement, passe par un minimum et devient ensuite égale à $C.(1-e^{-t/\lambda})$. Il y a donc pour chaque température une quantité d'émanation qui ne peut pas être dégagée à cette température et qui croît avec le temps écoulé depuis le début de l'accumulation.

Des expériences faites avec une même prise de sel donnent généralement des valeurs assez concordantes de C; mais avec des échantillons différents, on a des écarts considérables, qui ne s'expliquent pas par la présence d'impuretés chimiques; des écarts semblables ont été observés par M. Rutherford pour les sels de thorium.

Le dégagement d'émanation a lieu d'une façon très analogue dans certaines solutions radifères partiellement précipitées; mais l'hypothèse qui expliquerait les phénomènes dans les sels chauffés par la formation de solutions solides d'un sel dans un autre se heurte à des difficultés. On rend compte des effets observés en admettant que les molécules de l'émanation formée se lient à celles de la substance radifère avec un degré de cohésion inégal[1].

Propriétés de l'émanation du radium

Par **E. Rutherford** [Manchester].

L'auteur passe en revue les propriétés radioactives et chimiques de l'émanation du radium et expose les résultats d'un récent travail concernant la détermination du volume, du spectre et du poids atomique de l'émanation.

1. Un mémoire sur ce sujet paraît dans le [illegible] de ce journal.

Solubilité de l'activité induite de l'actinium.

Par **Svante Arrhénius** (Stockholm).

On a mesuré par les rayons α l'activité induite déposée en une nuit sur une lame de platine placée sur une préparation d'actinium. L'activité diminuait de moitié en 55,8 minutes. Si l'on agitait la lame dans l'eau pendant 30 secondes la chute se faisait beaucoup plus vite, par suite d'une dissolution du dépôt radioactif dans l'eau. La perte d'activité a été mesurée par le logarithme vulgaire du rapport entre les activités α de la lame avant et après lavage, correction faite de la diminution spontanée. Après lavage, la lame était séchée rapidement dans un courant d'air chaud.

Influence du temps de lavage. — Par lavages répétés de la même lame, on trouve d'abord une vitesse de dissolution très grande qui diminue ensuite. Par immersions de 30 secondes on trouve les diminutions successives : 0,196, 0,166, 0,165, 0,156, 0,154, 0,080, 0,06, 0,04, etc. Une chute très brusque de 0,15 à 0,08 se produit après le sixième lavage. Cette chute se produit d'autant plus vite que les lavages sont plus efficaces. Elle provient manifestement d'une diffusion de substances radioactives qui ont pénétré à l'intérieur de la lame.

Pour ce motif, les diminutions ne sont plus proportionnelles aux temps de lavage. Ceux-ci étant de 5, 10, 120 secondes (à 15 degrés), les diminutions sont 0,087, 0,170, 0,295, à peu près proportionnelles à la puissance 0,4 du temps de lavage. Aussi l'action est plus grande si la lame a eu plus de temps pour « se reposer » du précédent lavage. Après lavage, la désactivation se fait plus vite qu'avant lavage, ce qui indique une solubilité plus grande pour l'actinium A que pour l'actinium B.

Influence du solvant. — L'éther agit moins bien que l'alcool, et celui-ci moins que l'eau. Les nombres correspondants pour 30 secondes sont 0,011, 0,073 et 0,170. Les acides accroissent notablement la solubilité. L'acide sulfurique 0,1, 0,01, 0,001 et 0,0001 normal donne les nombres 0,66, 0,58, 0,56, 0,29. L'acide azotique 0,06 normal donne 0,55 ; l'acide citrique 0,08 normal donne 0,44 ; l'acide acétique 0,1, 0,01 et 0,001 normal donne 0,54, 0,28 et 0,25. L'action augmente donc avec la force et la concentration de l'acide, mais très peu. Les nombres précédents sont comme les suivants (sauf indication contraire), les moyennes des deux premiers lavages (pendant 30 secondes à 15 degrés). La soude 0,1, 0,01 et 0,001 normale donne les nombres 0,42, 0,12 et 0,055 ; la soude forte accélère donc la dissolution, la soude faible la retarde. Les sels neutres ont peu d'effet NO_3Na, 0,04 normal a donné le nombre 0,20. La température a très peu d'influence. A 62 degrés les nombres pour l'eau sont 0,169 (30 sec.) et 0,88 (5 sec.), pour l'acide acétique 0,001 normal 0,27.

La vitesse de dissolution dépend sans doute de la diffusion. Il est remarquable que la température soit ici sans action. Le dépôt radioactif se comporte comme l'oxyde d'un métal lourd tel que le zinc ou le plomb.

(Traduit par Leon Bloch.)

Sur la théorie des transformations radioactives.

Par **P. Gruner** (Berne).

Ce travail comprend 2 parties :

1° Exposé des formules complètes de la théorie mathématique des transformations radioactives.

2° Exposé des déterminations expérimentales des constantes, avec bibliographie. Cette seconde partie ne peut naturellement pas être résumée ici.

Les principes de la *théorie mathématique des transformations radioactives* ont été exposés par *Rutherford* et *Soddy*, *Stark*, *Curie* et *Danne*, etc., et également par l'auteur. Celui-ci a depuis étendu ses formules aux cas les plus généraux. *E. Batemann* a intégré indépendamment les équations différentielles de la théorie et trouvé les mêmes résultats.

L'exposé suivant est le mieux adapté aux calculs effectifs. L'auteur a donné des tables pour le calcul des exponentielles à exposant négatif.

Soient $N_1, N_2, N_3, \ldots N_k$, les nombres d'atomes des produits radioactifs successifs qui existent à un moment donné, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \ldots \lambda_K$ les constantes correspondantes, $v_1, v_2, v_3 \ldots v_K$, les nombres d'atomes issus chaque fois d'un atome du corps précédent (la théorie ordinaire pose $v = 1$).

On a alors :

I. — Si au temps $t = 0$ il existe en présence les nombres d'atomes $N^0_1, N^0_2, N^0_3 \ldots$, on aura au temps t :

$$N_k = \sum_{s=1}^{K} \left\{ A^K_s \cdot e^{-\lambda_s t} \right\}$$

$$A^K_s = \sum_{r=1}^{s} \left\{ (v_r \cdot v_{r+1} \cdot \ldots \cdot v_{K-1})(\lambda_r \cdot \lambda_{r+1} \cdot \ldots \cdot \lambda_{K-1}) B^K_{s,r} \cdot N^0_r \right\}$$

$B^K_{s,r}$ est égal à :

$$\frac{1}{(\lambda_r - \lambda_s)(\lambda_{r+1} - \lambda_s) \cdots (\lambda_{s-1} - \lambda_s)(\lambda_{s+1} - \lambda_s) \cdots (\lambda_K - \lambda_s)}$$

En particulier :

$$B^k_{s,s} = \frac{1}{(\lambda_{s+1} - \lambda_s)(\lambda_{s+2} - \lambda_s) \cdots (\lambda_k - \lambda_s)} ; \quad B^k_{k,k} = 1.$$

De plus on a les relations :

$$\sum_{s=1}^{K} \left\{ A^K_s \right\} = N^0_k$$

$$\sum_{s=r}^{s=K} \left\{ B^k_{s,r} \right\} = 0, \text{ pour } r = 1, 2, 3 \cdots s.$$

II. — Si un corps inactif a été exposé pendant le temps θ à une quantité constante d'émanation dont la vitesse de transformation est q, puis abandonné pendant le temps t à lui-même, on a :

$$N^\theta_k = q(v_1 \cdot v_2 \cdot \ldots \cdot v_{k-1})(\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \ldots \cdot \lambda_{k-1}) \cdot \sum_{s=1}^{s=K} \left\{ \frac{B^k_{s,1}}{\lambda_s} \left(1 - e^{-\lambda_s \theta} \right) \cdot e^{-\lambda_s t} \right\}$$

Pour $t = 0$ on peut aussi écrire :

$$N^\theta_k = q(v_1 \cdot v_2 \cdot \ldots \cdot v_{k-1}) \left\{ \frac{1}{\lambda_k} - (\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \ldots \cdot \lambda_{k-1}) \cdot \sum_{s=1}^{s=k} \left(\frac{B^k_{s,1}}{\lambda_s} \cdot e^{-\lambda_s \theta} \right) \right\}$$

$B^k_{s,1}$ est égal à :

$$\frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_s)(\lambda_2 - \lambda_s) \cdots (\lambda_{s-1} - \lambda_s)(\lambda_{s+1} - \lambda_s) \cdots (\lambda_k - \lambda_s)}$$

En particulier :

$$B_{1,1}^{k} = \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \cdots (\lambda_k - \lambda_1)}$$

$$B_{k,1}^{k} = \frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_k)(\lambda_2 - \lambda_k) \cdots (\lambda_{k-1} - \lambda_k)}.$$

On a aussi les relations :

$$\sum_{s=1}^{s=k} \left(\frac{B_{s,1}^{k}}{\lambda_s} \right) = \frac{1}{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdots \lambda_k}$$

$$\sum_{s=1}^{s=k} \left(B_{s,1}^{k} \right) = 0.$$

Pratiquement, dans le cas II p. ex., on calculera d'abord les $B_{s,1}^{k}$ et $\frac{B_{s,1}^{k}}{\lambda_s}$ puis, si l'on ne se contente pas de valeurs relatives, les produits $(v_1 v_2 \ldots v_{k-1})$ et $(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \ldots \lambda_{k-1})$. Le premier de ces produits est d'ordinaire pris égal à 1. S'il s'agit du cas I, il faut calculer les $B_{s,r}^{k}$ et les $A_{s,r}^{k}$.

L'activité totale de la substance I est donnée par :

$$I = k_1 \cdot \lambda_1 \cdot N_1 + k_2 \cdot \lambda_2 \cdot N_2 + k_3 \cdot \lambda_3 \cdot N_3 + \cdots k_K \cdot \lambda_K \cdot N_K + \cdots$$

Les k sont des coefficients qui dépendent entièrement des conditions de l'expérience.

Exemples :

I. — Substance à 4 produits présents initialement en quantité arbitraire $N_1^0, N_2^0, N_3^0, N_4^0$ (thorium).

$$N_1^t = N_1^0 \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_2^t = N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \left\{ N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} + N_2^0 \right\} \cdot e^{-\lambda_2 t}$$

$$N_3^t = N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1 v_2 \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t}$$

$$+ \left\{ N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1 v_2 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + N_2^0 \frac{v_2 \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_2} \right\} e^{-\lambda_2 t}$$

$$+ \left\{ N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1 v_2 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} + N_2^0 \frac{v_2 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_3} + N_3^0 \right\} e^{-\lambda_3 t}$$

$$N_4^t = N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1 v_2 \lambda_2 v_3 \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t}$$

$$+ \left\{ N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1 v_2 \lambda_2 v_3 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_4 - \lambda_2)} + N_2^0 \frac{v_2 \lambda_2 v_3 \lambda_3}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_4 - \lambda_2)} \right\} e^{-\lambda_2 t}$$

$$+ \left\{ N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1 v_2 \lambda_2 v_3 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_4 - \lambda_3)} + N_2^0 \frac{v_2 \lambda_2 v_3 \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_4 - \lambda_3)} + N_3^0 \frac{v_3 \lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_4} \right\} e^{-\lambda_3 t}$$

$$+ \left\{ N_1^0 \frac{v_1 \lambda_1 v_2 \lambda_2 v_3 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_4)} + N_2^0 \frac{v_2 \lambda_2 v_3 \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_4)} + N_3^0 \frac{v_3 \lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_4} + N_4^0 \right\} e^{-\lambda_4 t}$$

II. — Apparition et disparition d'un dépôt radioactif (thorium A, B, C, D).

$$N_1^{H+t} = \frac{q}{\lambda_1} \left(1 - e^{-\lambda_1 H} \cdot e^{-\lambda_1 t} \right)$$

$$N_2^{H+t} = \frac{q \cdot v_1}{\lambda_2} \left\{ \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(1 - e^{-\lambda_1 H} \cdot e^{-\lambda_1 t} \right) + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left(1 - e^{-\lambda_2 H} \cdot e^{-\lambda_2 t} \right) \right\}$$

$$N_3^{H+t} = \frac{q \cdot v_1 \cdot v_2}{\lambda_3} \left\{ \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} \left(1 - e^{-\lambda_1 H} \cdot e^{-\lambda_1 t} \right) + \frac{\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} \left(1 - e^{-\lambda_2 H} \cdot e^{-\lambda_2 t} \right) + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \left(1 - e^{-\lambda_3 H} \cdot e^{-\lambda_3 t} \right) \right\}$$

$$N_4^{H+t} = \frac{q \cdot v_1 \cdot v_2 \cdot v_3}{\lambda_4}$$

multiplié par

$$\left\{ \frac{\lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)} \left(1 - e^{-\lambda_1 H} \cdot e^{-\lambda_1 t} \right) + \frac{\lambda_1 \lambda_3 \lambda_4}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_4 - \lambda_2)} \left(1 - e^{-\lambda_2 H} \cdot e^{-\lambda_2 t} \right) + \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_4}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_4 - \lambda_3)} \left(1 - e^{-\lambda_3 H} \cdot e^{-\lambda_3 t} \right) + \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_4)} \left(1 - e^{-\lambda_4 H} \cdot e^{-\lambda_4 t} \right) \right\}.$$

[Traduit par Leon Brock].

Les réactions chimiques des éléments radioactifs.

Par **B. Szilard** [Paris].

Cette étude se laisse très difficilement résumer, à cause du nombre et de l'importance des détails. Voilà le sujet dans ses grandes lignes.

Les réactions des éléments radioactifs à vie relativement courte ne semblent pas être des réactions chimiques dans le sens ordinaire du mot. Elles ressemblent plutôt à des entraînements sans que l'analogie avec ces derniers phénomènes soit parfaite.

Ces espèces d'entraînement peuvent être expliquées de la façon suivante : les grains d'un précipité quelconque formé dans le sein d'une solution sont électrisés par le contact de sa liqueur. Les grains qui se forment tendent à compenser ensuite leur charge aux dépens des ions électriques chargés de signe contraire.

Si parmi ces derniers se trouvent des ions d'un élément radioactif, ils sont aussi attirés en partie et entraînés ensuite avec le précipité.

En diluant la même solution et en faisant ainsi la précipitation, on obtiendra des grains (plus fins), plus nombreux. La charge totale du système des grains augmentera en conséquence, et le nombre total des ions électrolytiques entraînés ira aussi en augmentant. Cela a été vérifié expérimentalement.

De ces propositions on peut conclure que des grains préalablement préparés par précipitation et mélangés ensuite à une solution d'un élément radioactif, doit pouvoir en entraîner aussi. Chose qui, en effet, a été prouvée.

A part la nature physique et chimique des grains, un autre facteur, constitué par la présence de certaines matières indifférentes et étrangères, joue aussi un rôle important. Ces matières à considérer sont surtout le fer et l'uranium. Sans la présence de l'une de ces matières il n'y a pas ou presque pas d'entraînements possibles de l'uranium X par le sulfate de baryum. Aussi en séparant le fer entraîné avec SO^4Ba, on sépare dans la même mesure l'uranium X.

Une circonstance moins claire que les précédentes est l'entraînement moins facile des substances non radioactives. A remarquer aussi que des substances radioactives à rayonnement intense s'entraînent très facilement, tandis que les substances radioactives, mais non rayonnantes (Radium D, Radio-uranium), ne s'entraînent presque pas. Il

paraît que dans ces phénomènes d'entraînement, le pouvoir rayonnant a aussi son rôle.

Théorie d'une méthode d'estimation de l'âge d'une autunite portugaise et période de l'ionium d'après la quantité d'hélium contenue dans le minéral.

Par **Frederick Soddy** [Glascow].

L'autunite est le seul parmi les minéraux radioactifs qui ne contienne pas de quantités décelables de plomb (Marckwald et Keetman) ou d'hélium (Bordas, Piutti), et qui ait un rapport de radium à uranium au-dessous de la valeur normale d'équilibre (Mlle Gléditsch). Mlle Gléditsch a étudié une autunite française et a trouvé un rapport d'environ 0,8 avec la valeur normale, mais Miss Pirret et l'auteur ont trouvé récemment pour une autunite portugaise un rapport de 0,44 seulement avec la normale. Ce fait justifie cette conclusion que l'autunite est un minéral si récent que l'équilibre entre l'Ur et le Ra n'a pas encore été atteint. L'auteur a montré que la période de l'ionium était au moins quinze fois celle du radium, en supposant, suivant toute vraisemblance, qu'il n'existe pas dans les séries de corps intermédiaires à longue vie non connue (*Phil. Mag.*, août 1910). Le radium peut donc être considéré comme un corps à courte vie, en comparaison de l'ionium. Le rapport 0,44 de l'autunite portugaise représente donc aussi le rapport de la quantité d'ionium présent (Io) à celle qui serait présente si le minéral était en équilibre (Io_e). On a :

$$\frac{Io}{Io_e} = 1 - e^{-\lambda_2 T} = 0,44$$

où $\frac{1}{\lambda_2}$ est la période inconnue de vie moyenne de l'ionium et T l'âge inconnu de l'autunite. On déduit $\lambda_2 T = 0,58$, c'est-à-dire que l'âge de l'autunite est 0,58 de la période de l'ionium prise pour unité de temps.

En tirant la relation entre l'âge de l'autunite et la quantité d'hélium formé, on peut négliger toutes les séries du radium, en les considérant comme des produits à transformation rapide, et on peut considérer que chaque atome de Io, en se désintégrant, donne 6 atomes d'hélium à la fois (un pour chacun des produits Io, Ra, Em, RaA, RaC et RaF. L'accroissement de l'ionium dans un minéral, dans lequel il est d'abord absent, est donné par

$$\frac{dIo}{dt} = \lambda_1 U - \lambda_2 Io$$

où U représente la quantité d'uranium et λ_1 sa constante radioactive,
d'où

$$Io = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} U \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right).$$

L'accroissement d'hélium est donné par :

$$\frac{dHe}{dt} = 6\lambda_2 Io = 6\lambda_1 U \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right)$$

d'où

$$He = 6\lambda_1 UT - 6\frac{\lambda_1}{\lambda_2} U \left(1 - e^{-\lambda_2 T}\right).$$

A cette quantité il faut ajouter $2\lambda_1 UT$, relative aux deux atomes d'hélium produits par l'uranium lui-même, et la quantité totale d'hélium peut être exprimée par la valeur suivante :

$$He = 8\lambda_1 UT \left[1 - 0,75 \frac{1}{\lambda_2 T}\left(1 - e^{-\lambda_2 T}\right)\right]$$

ou, en substituant les valeurs connues de $\lambda_2 T$ et $1 - e^{-\lambda_2 T}$,

$$He = 5,44\lambda_1 UT,$$

dans laquelle tous les termes sauf T sont connus ou peuvent être connus. Ce qui suit se rapporte aux proportions atomiques de U, He, Io. En désignant par A le rapport du poids de l'hélium à celui de l'uranium dans l'autunite portugaise et substituant à λ_1 la valeur $1,56 \times 10^{-10}$

$$A = 7,8 \times 10^{-12} T.$$

Ainsi, chaque millimètre cube d'hélium par gramme d'uranium dans l'autunite portugaise correspond à une période de 23000 ans. L'hypothèse indispensable faite que l'hélium est complètement retenu par le minéral et ne s'en échappe pas, est très vraisemblable, d'après la quantité infinitésimale présente. Des mesures sont en cours, qui utilisent les méthodes d'investigation de petites quantités d'hélium développées dans le travail sur la production d'hélium par l'uranium et le thorium.

(Traduit par Gaston Panet.)

Radioactivité et géologie.

Par **J. Joly** [Dublin].

De récents travaux ont développé les applications de la radioactivité à l'explication des questions de géologie et de pétrologie, et semblent avoir élargi les bases sur lesquelles reposaient les premiers résultats. Dans cette communication l'auteur s'occupe des principaux sujets qui ont été particulièrement étudiés.

I. — Les constantes radiothermales, d'après les expériences les plus récentes, ne peuvent pas être considérées comme déterminées d'une façon définitive. Les premiers résultats sont peut-être quelque peu trop faibles. Un essai récent de mesures directes de la chaleur dégagée pour les séries complètes uranium-radium (y compris aussi la série de l'actinium) a conduit à une valeur sensiblement plus élevée que celle calculée d'après les énergies d'ionisation relative des membres de la famille uranium-radium.

II. — Il est possible maintenant de déterminer une valeur approchée de la quantité moyenne de thorium contenue dans les roches ignées et sédimentaires. Les résultats sont donnés dans cette partie.

III. — Les indications de résultats récents concernant la quantité de radium contenue dans les roches ne s'accordent pas avec la valeur moyenne regardée jusqu'ici comme probable par l'auteur. D'un autre côté, des faits directs et indirects s'accordent avec les moyennes les plus élevées. Sans apporter une opinion quelconque sur la cause de ces différences (qui se rapportent particulièrement aux roches les plus basiques), l'auteur passe en revue, dans cette communication, les relations les plus importantes entre la géologie et la radioactivité reposant sur les données quantitatives incontestées aujourd'hui. Les premières conclusions de l'auteur et d'autres expérimentateurs subsistent.

IV. — La question des volcans et de la radioactivité est posée par suite de la découverte d'une radioactivité intense de certains minéraux et de certaines laves du Vésuve. Les principales observations sont résumées ici.

V. — Dans cette partie, l'auteur montre certains rapports entre la radioactivité et la pétrologie : la dispersion des éléments radioactifs dans des roches minérales

particulières, considérée comme l'un des premiers cas de différentiation magmatique ; l'explication et la signification pétrologique des halos pléochroïques ; la signification de certains travaux fibrologiques concernant l'existence d'éléments radioactifs inconnus et la stabilité des éléments.

(Traduit par Gaston Dunst.)

Première contribution pour l'étude de la radioactivité des eaux minérales du Portugal.

Par **O. Pinto** [Lisbonne].

L'étude méthodique de la radioactivité naturelle est encore, on peut le dire, à ses débuts à peine. Elle nous découvre cependant des phénomènes si intéressants et elle prend un rôle si important dans l'hydrologie moderne qu'on peut s'attendre à voir nos idées actuelles sur l'interprétation de l'action physiologique des eaux naturelles se modifier de plus en plus jusqu'à subir une révolution complète.

Pour contribuer de mon mieux à cette étude, d'une importance capitale en biologie, je présenterai au Congrès international de Radiologie et d'Électricité une note sur la radioactivité de quelques sources minérales du Portugal, telles que les sources de Vidago, Sabroso, Aguas Romanas, etc. C'est une première contribution que je tiens à compléter de manière à pouvoir dresser en peu d'années la carte hydrologique du Portugal au point de vue de la radioactivité des eaux.

Recherches sur la radioactivité de quelques sources danoises.

Par **H. Jansen** [Copenhague].

J'ai examiné huit sources différentes situées dans les différentes parties du Danemark. Dans toutes j'ai trouvé une faible trace d'émanation de radium variant de 0,22 à 1,44 unité Mache. La source possédant le plus de radioactivité est une de celles qui se trouvent à Silkeborn, dans l'établissement d'hydrothérapie de cette ville. Mon attention s'est surtout portée sur les sources jouissant autrefois d'une grande renommée. Or, de toutes celles que j'ai examinées, aucune ne m'a semblé posséder plus d'émanation que les autres. Pour ces études, je me suis servi du Fontactoscope de Sieveking, dont je n'ai eu qu'à me louer.

La radioactivité de quelques eaux minérales de Roumanie.

Par **A. Hurmuzescu** et **N. Patriciu** [Jassy].

La méthode de mesure employée est une méthode de compensation. Au lieu de mesurer la variation de la charge électrique du système par la variation de l'angle d'écartement de la feuille d'or de l'électroscope, on ramène cet angle à sa valeur initiale en faisant varier la capacité, par le déplacement du compensateur à l'aide d'une vis à crémaillère, dont la tête porte un tambour divisé en 100 parties égales. Une division du micromètre oculaire du microscope correspondait à un tour de la vis. En graduant l'appareil on apprécie en volts la valeur d'une de ces divisions; et ainsi les valeurs relatives de radioactivité sont données par le rapport de ces divisions. Dans chaque expérience on mesure le nombre de divisions dont il a fallu tourner le tambour, par conséquent déplacer le compensateur, pour avoir la même valeur initiale du potentiel. Cette valeur est caractérisée par la même position initiale de la feuille d'or de l'électroscope.

La radioactivité est mesurée par le courant de décharge I dû à la dispersion de la charge d'un corps électrisé soumis à l'influence de l'émanation.

On a $I = \frac{CE}{500} \times \frac{1}{7} \times \frac{M}{M_0}$ U. E. S.

En arrangeant suivant l'ordre décroissant des radioactivités on a pour les sources étudiées :

Borna	1,112	10^{-5}
Strunga (source ferrugineuse)	0,310	
Baltzatesti (source, inhalations)	0,290	—
Caciulata	0,174	—
Oglinzi	0,154	—
L. Sarat	0,148	—
Calimanesti	0,152	
Baltzatesti (bains)	0,128	—

La radioactivité des pétroles de Roumanie.

Par **A. Hurmuzescu** [Jassy].

En considérant l'ensemble des résultats, dus aux nombreuses expériences entreprises sur la radioactivé des pétroles et des substances qui s'y trouvent en conctact, exécutées sur les chantiers mêmes et au laboratoire, et dont une partie seulement se trouvent groupés dans les tableaux, on peut tirer les conclusions suivantes :

1° Les pétroles de la région Câmpina-Bustenari (Prahova) et ceux aussi de la région Câmpeni-Parjol-Moinesti (Bacau) sont *radioactifs*.

Cette radioactivité est du même ordre de grandeur que celle des eaux minérales et thermales moyennes; elle diminue avec le temps; elle devient la moitié de sa valeur au bout de trois jours et quelques heures.

La constante h du temps de la formule exponentielle est égale à 0,21 tandis que pour l'émanation du radium elle est 0,17. Cette différence n'est pas bien grande; donc il se peut que cette propriété soit due à une émanation de radium, ou, dans tous les cas, à des émanations, parmi lesquelles celle du radium prédomine.

2° Dans une même localité, les pétroles des différentes sondes ou puits ont des radioactivités différentes, variant certainement avec l'endroit d'origine du gisement et aussi avec la nature physique du pétrole. Il semble en vérité que les pétroles les plus légers, c'est-à-dire ceux qui contiennent plus de benzine dans leur composition, soient les plus actifs.

3° Pour une même sonde la radioactivité du pétrole est plus grande au commencement de son exploitation.

4° Les pétroles de la région de Bacau sont moins actifs que ceux de la région de Câmpina-Bustenari.

5° Les gaz qui se dégagent d'une sonde en exploitation sont moins actifs que le pétrole de la même sonde.

6° De même la boue argileuse, extraite d'une sonde en forage et tout près du gisement de pétrole, a montré une moindre activité que le pétrole même, et moindre que le gaz dégagé.

7° L'eau salée de même extraite d'une sonde a donné encore moins d'activité.

Ces derniers résultats prouvent, d'une manière évidente,

que la cause de la radioactivité — l'émanation du radium, ou autre chose — se trouve en plus grande quantité dans le pétrole.

Électrons, Ions, Atomes, Molécules

Sur la théorie de la conductibilité électronique.

Par **A. W. Conway** [Manchester].

Les conceptions possibles les plus simples de l'électron, telles que celles d'Abraham et de Bucherer, conduisent à des résultats qui, dans les limites d'erreur expérimentale, sont d'accord avec la relation connue de l'inertie de l'électron et de la vitesse.

Certains phénomènes sembleraient peut-être impliquer que l'électron doive avoir une nature plus complexe, par exemple, le nombre des atomes ionisés par les rayons Rontgen dans certaines circonstances, les différences dans les rayons β produits par la radioactivité secondaire, le petit nombre d'électrons de l'atome d'hydrogène qui contribue à produire des effets complexes dans le spectre. Il serait donc désirable d'étudier des conceptions plus complexes de l'électron, quoique pour le moment le principal intérêt d'une telle recherche serait mathématique. Dans les *Proceeding of the Royal Irish Academy*, vol. XXVIII, nº 9, on a traité le problème suivant : Une sphère rigide parfaitement conductrice possède une charge superficielle ; on a étudié la distribution de cette charge dans des circonstances variées de mouvement de la sphère. Les résultats du calcul peuvent être résumés de la façon suivante : Si la sphère n'a pas de masse ordinaire ou newtonienne, la distribution reste uniforme, résultat qui a été trouvé en premier lieu par W. B. Marton pour le cas d'un mouvement uniforme. Si elle possède une masse ordinaire, il y a une couche de glissement dont l'intensité est proportionnelle à l'accélération, mais dans tous les cas de mouvement quasi stationnaire, les masses totales transversales et longitudinales ont précisément les mêmes valeurs que celles calculées par Abraham pour une sphère possédant une charge superficielle fixe. Un tel électron expliquerait également, comme avec l'électron d'Abraham, les expériences de Kaufmann. Les différences d'électrons pourraient être dues aux modes de vibrations de la charge superficielle. Les difficultés mathématiques de ces questions d'oscillation sont considérables, mais par des méthodes d'approximation, on a trouvé qu'une vitesse donnée à une sphère a pour effet d'augmenter les périodes et de diminuer l'amortissement des vibrations.

Ainsi un électron de cette nature se mouvant rapidement pourrait avoir des oscillations persistantes et posséder pendant un moment des propriétés dépendant de son mode d'expulsion de l'atome. Il est remarquable que Newton expliquait certains phénomènes optiques en assignant aux corpuscules la faculté de facile transmission. Cette théorie est physiquement peu probable, mais elle peut représenter d'une manière qualitative les résultats d'étude d'un électron déformable suivant une certaine loi.

Traduit par Gaston Danne.

Le principe de relativité et la loi de Newton.

Par **M. Lémeray** [Antibes].

En vue de mettre d'accord avec le principe de relativité les résultats de la théorie, H.-A. Lorentz a été conduit à la transformation que subissent le temps, les dimensions parallèles à la vitesse et les forces normales à la vitesse dans un système en mouvement uniforme.

Or les expressions des potentiels scalaire et vecteur, fondamentales dans la théorie, sont basées sur la loi de Newton-Coulomb admise comme fait d'expérience. On doit se demander ce qu'il adviendrait si la variation des forces suivait une autre loi ; le principe pourrait-il subsister? La réponse est négative. En effet, on peut suivre une marche inverse de celle qu'a suivie le cours des idées qui ont conduit à la théorie actuelle et établir d'abord la transformation.

En dehors de toute théorie électrique et de toute hypothèse sur le mécanisme des phénomènes, admettant comme postulats :

(1) l'invariabilité de la vitesse de la lumière dans le vide quelle que soit la vitesse uniforme du foyer lumineux ;

(2) le principe de relativité ;

on peut établir la nécessité de la transformation de Lorentz indépendamment de toute loi de variation des forces avec la distance.

Considérant ensuite la force qui s'exerce entre deux corps *ponctuels* et admettant en outre :

(3) que la force dérive d'un potentiel ;

(4) que ce potentiel est proportionnel à une certaine quantité q caractéristique de chaque corps et considérée comme *invariable*, on peut démontrer que le principe conduit *nécessairement* aux résultats suivants :

(a) *le potentiel d'un corps en repos est nécessairement le potentiel newtonien ;*

(b) *un corps en mouvement uniforme crée outre son champ newtonien, un champ cinétique et un champ laplacien ;*

(c) *un corps en mouvement uniforme dans un champ laplacien est soumis à une force normale à la vitesse et au champ, proportionnelle à leur produit, au sinus de leur angle et de sens déterminé.*

Si q est une charge électrique, on obtient les résultats de la théorie des électrons, car le champ cinétique et le champ laplacien ne sont autres que le champ *faradique induit* par une charge en mouvement uniforme, et son champ *magnétique*.

Par suite, au point de vue logique, on peut du principe de relativité considéré comme postulat expérimental, déduire la loi de Newton, la création des champs induit et magnétique et la force de Lorentz comme conséquences nécessaires, et l'on obtient sous une forme, embryonnaire toutefois, mais susceptible de quelque extension, une partie importante des lois électromagnétiques. Une partie seulement — car le principe ne paraît pas permettre de prévoir le champ induit par l'*accélération* d'une charge et par suite d'atteindre la notion d'inertie ; celle-ci paraît donc exiger un nouvel appel à l'expérience.

Il faut insister sur l'hypothèse (4) au sujet de l'invariabilité de q. Si la valeur de q n'est pas invariable, les résultats ne subsistent plus ; c'est ce qui se produit si q représente une intensité de pôle magnétique qui *dépend du mouvement d'entraînement.*

S'il s'agit de matière au sens ordinaire, q est-il invariable ?

Cette « quantité de matière » doit être soigneusement

distinguée de la masse qui ne lui est proportionnelle que pour les vitesses faibles. L'expérience ne permettant pas de donner à la matière (neutre) des vitesses suffisantes, laisse la question sans réponse. Celle-ci est affirmative au contraire, si l'on admet l'hypothèse de Wiechert et Lorentz d'après laquelle la gravitation est due à un excès léger de l'attraction sur la répulsion. Quoi qu'il en soit, si q est invariable, les résultats ci-dessus sont valables et il semble difficile de concilier avec le principe, les lois d'action entre molécules neutres suggérées par Maxwell et après lui par d'autres physiciens, et d'après lesquelles l'action dépendrait simplement d'une puissance inverse de la distance autre que la deuxième.

La loi inverse du carré de la distance ne paraissant pas s'accorder avec les faits en ce qui concerne les molécules, on ne pourrait, si l'on veut respecter le principe, considérer une molécule comme un tout et il faudrait, dans la théorie des gaz, tenir compte des mouvements internes donnant naissance à des champs magnétiques, ainsi que l'on fait plusieurs physiciens et notamment W. Ritz et P. Langevin pour la théorie des séries spectrales et du magnétisme.

Sur une catégorie nouvelle de conducteurs métalliques de l'électricité.

Par **M. Bædeker** [Iéna].

Le protoiodure de cuivre, composé incolore et non-conducteur, de cuivre monovalent avec l'iode, peut s'unir, d'une façon réversible, à un excès mesurable d'iode, si on l'introduit dans de la vapeur de celui-ci, ou bien dans une solution iodique; le CuI ainsi modifié devient bon conducteur de l'électricité (*Ann. der Phys.*, **29** (1909) 566). Pour étudier la conductibilité et les autres propriétés électriques de ce corps, il est particulièrement commode de se servir des couches minces et transparentes qu'on obtient par pulvérisation cathodique du cuivre suivie d'une attaque par l'iode. Ces couches sont absolument cohérentes, se maintiennent invariables même en les conservant sans précaution, et permettent de reproduire les phénomènes avec facilité.

En étudiant la conductibilité de ces couches, on trouve qu'elle a un caractère métallique, du moins en majeure partie (*l. c.*, p. 574); elle peut être graduée dans des limites étendues, en faisant varier la concentration des solutions iodiques employées. On a donc ici l'exemple d'un conducteur à concentration d'électrons variable, ce qui est un cas remarquable au point de vue de la théorie électronique des métaux. On peut admettre, tout au moins pour de faibles concentrations d'électrons, que les autres propriétés du CuI ne sont pas plus modifiées que celles d'un solvant dans le cas d'un électrolyte très dilué; en particulier, on peut attribuer aux électrons une mobilité (ou un libre parcours) indépendante de la teneur en iode, et considérer la conductibilité comme proportionnelle à la concentration des électrons, ainsi qu'on le fait pour les électrolytes dilués. A ce point de vue, il est possible de faire certaines prévisons sur la façon dont se comportera la substance vis-à-vis de divers effets électriques, et soumettre ainsi la théorie des électrons à une épreuve expérimentale assez directe.

Ceci a été fait tout d'abord pour l'effet Hall, qui était facilement observable avec les couches en question. La théorie de tout effet transversal dans un champ magnétique exige une proportionnalité avec la vitesse des électrons, même si l'on n'introduit aucune conception particulière sur la vraie nature du phénomène. Le coefficient de Hall peut être défini comme la *f. e. m.* transversale qu'on obtient en faisant égal à 1 le champ magnétique et la densité du courant. Or, comme cette dernière est déterminée par le produit de la concentration en électrons par leur vitesse, le coefficient de Hall doit être en raison inverse par concentration, partant en raison inverse de la conductibilité. Cette conclusion se vérifie par l'expérience avec une précision surprenante. En diminuant la quantité d'iode supplémentaire uni au CuI, on a pu augmenter le coefficient de Hall de la façon prévue par la théorie, et atteindre des valeurs de $R = 10\,000$ (unités absolues (soit mille fois plus que pour le Bi) pour des couches peu conductrices à faible teneur d'iode.

On a entrepris ensuite des mesures de la force thermoélectrique; celle-ci doit, selon la théorie des électrons, être proportionnelle au logarithme de la concentration des électrons, c'est-à-dire, dans notre supposition, au logarithme de la conductibilité. Des expériences préliminaires semblent également confirmer cette déduction; on aura probablement ainsi le moyen de déterminer le facteur de proportionnalité que ne peuvent pas donner les expériences faites sur les métaux.

On ne fera que mentionner ici, en renvoyant aux observations de M. G. Rudert (*Ann. der Phys.*, **31** (1910) 559), l'influence de la lumière sur la conductibilité du CuI et l'explication qu'on peut en donner au moyen de la formation d'iode libre.

[Traduit par Leon Kolowrat.]

Sur les biréfringences électrique et magnétique.

Par **P. Langevin** [Paris].

I. MM. Cotton et Mouton[1] ont récemment montré que le champ magnétique possède la propriété, analogue à celle découverte par Kerr pour le champ électrique, de rendre biréfringents certains liquides purs.

Le phénomène magnétique présente avec le phénomène électrique un parallélisme remarquable : les corps qui présentent le premier présentent aussi le second; la variation avec la longueur d'onde est la même pour tous deux, et l'influence de la température vient encore confirmer l'impression qu'ils doivent avoir une origine commune.

MM. Cotton et Mouton ont ainsi été conduits à formuler l'hypothèse, déjà émise par M. Larmor pour le phénomène de Kerr[2], que la biréfringence est due, dans les deux cas à une action directrice exercée par le champ sur les molécules du liquide.

Le mécanisme proposé est analogue à celui dont je me suis servi pour expliquer les propriétés des corps paramagnétiques[3]; les mêmes procédés de calcul m'ont permis de développer quantitativement les conséquences de l'hypothèse de l'orientation moléculaire et de montrer qu'elle suffit à expliquer complètement les biréfrigences électrique et magnétique.

II. J'ai traité le cas d'un liquide constitué par des molécules anisotropes possédant la symétrie d'un ellipsoïde de de révolution. Une telle molécule, ne se polarisant pas avec la même facilité dans toutes les directions, tend à s'orienter dans un champ extérieur, et dans l'expression des couples qui produisent cette tendance, s'introduisent

1. A. Cotton et H. Mouton, *Comptes rendus*, **144** (1907), p. 229; *Ann. Ch. Ph.*, **11** (1907), p. 145 et 289; **19** (1910), p. 155, et **20** (1910), p. 194.
2. J. Larmor, *Phil. Trans.*, A, **140** (1898), p. 252.
3. P. Langevin, *Ann. Ch. Ph.*, **5** (1905), p. 70.

deux rapports, *nécessairement inférieurs à l'unité* par définition, que j'ai appelés la *dissymétrie électrique* δ et la *dissymétrie magnétique* Δ.

III. Sous l'action d'un champ électrique ou magnétique, la distribution des axes moléculaires entre les diverses orientations autour de la direction du champ est déterminée par la dissymétrie correspondante; on l'obtient aisément par application de la loi Maxwell-Boltzmann sur la répartition d'un grand nombre de molécules entre des configurations d'énergies potentielles différentes. Qu'elle soit due à la présence d'un champ électrique ou magnétique, une même loi de répartition, un même écart à partir de la distribution isotrope des axes moléculaires, doit produire une même biréfringence.

J'ai pu calculer cette biréfringence en appliquant la théorie électromagnétique de la dispersion au cas d'un milieu composé de molécules anisotropes; elle s'exprime en fonction d'une *dissymétrie optique* δ_0 de la molécule, qui, pour les grandes longueurs d'onde, se confond avec la *dissymétrie électrique* δ.

La biréfringence est ainsi liée à un dichroïsme moléculaire.

Soit n_0 l'indice de réfraction de la substance à l'état naturel, avec distribution isotrope des axes moléculaires, et soient, en présence d'un champ qui modifie cette distribution, n_1 et n_2 les indices extraordinaire et ordinaire. Le calcul donne, pour une loi quelconque de distribution, le *retard relatif* $n_1 - n_2$ dont dépend la biréfringence et les *retards absolus* $n_1 - n_0$ et $n_2 - n_0$.

1° Ces retards sont proportionnels au carré du champ, conformément aux lois expérimentales observées par Kerr et par Cotton et Mouton.

2° Les retards absolus ont des signes contraires et doubles l'un de l'autre, conformément aux résultats d'Aeckerlein sur le phénomène de Kerr dans la nitrobenzol et de Cotton et Mouton sur la biréfringence magnétique des solutions colloïdales.

3° Si l'on suppose à la molécule une seule période propre importante pour la dispersion, dans chacune des deux directions principales, la variation de la biréfringence avec la longueur d'onde satisfait à la relation de Havelock vérifiée expérimentalement par Cotton et Mouton.

4° Lorsque l'indice de réfraction n_0 et le pouvoir inducteur spécifique du liquide obéissent à la relation de Maxwell (benzol, sulfure de carbone, etc.), la dissymétrie optique se confond avec la dissymétrie électrique, et la théorie permet de déduire les dissymétries δ et Δ des diverses constantes fournies par l'expérience. *Les valeurs ainsi obtenues, toutes inférieures à l'unité comme le veut la théorie, montrent que le phénomène de Kerr et la biréfringence magnétique des liquides considérés s'expliquent complètement de manière quantitative par l'hypothèse de l'orientation moléculaire.*

5° M. W. Voigt [1] considère la biréfringence magnétique comme le phénomène transversal correspondant au pouvoir rotatoire magnétique et a donné les formules qui traduisent cette liaison entre les deux phénomènes. J'ai pu montrer que, pour les liquides indiqués, la valeur ainsi prévue pour la biréfringence magnétique est mille fois plus faible que la valeur observée.

Il est donc nécessaire d'attribuer le pouvoir rotatoire et la biréfringence magnétique à des causes différentes : le premier phénomène est, comme le diamagnétisme, connexe du phénomène de Zeeman et dérive de l'action du champ magnétique sur les électrons en mouvement dans la molécule; il suit immédiatement la création de ce champ;

1. W. Voigt, *Magneto und Elektrooptik*, p. 161. Teubner, 1908.

La biréfringence magnétique, au contraire, dérive d'un réarrangement ultérieur dans l'orientation des axes moléculaires, analogues à celui qui produit le paramagnétisme. Ce réarrangement, qui intervient aussi dans le phénomène de Kerr, exige un temps de l'ordre du *temps de relaxation* de Maxwell. Ce point de vue est d'accord avec le résultat des mesures de MM. Abraham et Lemoine [1] sur le temps nécessaire à la disparition de la biréfringence électrique.

6° Une vérification importante de cette conception est fournie par l'influence de la température : le pouvoir rotatoire magnétique, rapporté à un nombre constant de molécules, est indépendant de la température, comme l'exige la théorie précédente.

La biréfringence magnétique, au contraire, diminue rapidement quand la température s'élève et, d'après les résultats de Cotton et Mouton sur la nitrobenzine, varie plus rapidement que l'inverse de la température absolue, comme le veut la formule que j'ai obtenue [2].

Phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les sels de terres rares.

Par **Jean Becquerel** [Paris].

M. Jean Becquerel a recherché dans les corps solides un phénomène semblable au phénomène de Zeeman. Les bandes fines de certains corps (minéraux et cristaux, sels solides ou dissous, contenant des terres rares) subissent dans un champ magnétique intense des modifications parfois très notables.

L'étude de ce phénomène a été faite surtout aux basses températures (spectres d'une netteté remarquable).

Les variations des bandes dépendent, non seulement de l'orientation de la vibration lumineuse, mais aussi de l'orientation du cristal dans le champ magnétique.

I. — Supposons d'abord un cristal uniaxe, orienté de manière que l'axe optique soit parallèle au champ, le faisceau lumineux étant dirigé dans la même direction (observation longitudinale). Les bandes du spectre ordinaire sont séparées en deux composantes correspondant à l'absorption de vibrations circulaires de sens opposés.

L'état de polarisation circulaire de la lumière absorbée est une preuve que l'effet est dû, non à une action secondaire, mais à une action spécifique du champ magnétique. Le phénomène est donc de même nature que le phénomène de Zeeman, mais il s'en distingue par deux résultats nouveaux.

1° Les bandes d'absorption de vibrations circulaires d'un même sens ne se déplacent pas toutes d'un même côté du spectre sous l'influence d'un même champ magnétique. Deux hypothèses ont été émises : celle d'une inversion du sens du champ dans certaines régions moléculaires et celle de la présence simultanée d'électrons négatifs et positifs.

2° Les déplacements subis par les bandes des cristaux sont souvent notablement supérieurs aux déplacements observés pour les raies des gaz.

Les changements de période produits par un même champ paraissent absolument indépendants de la température. Même dans les corps paramagnétiques, le changement de période constitue une manifestation du diamagnétisme.

Les composantes circulaires ne sont pas toujours placées symétriquement par rapport à la position primitive des bandes. A ces légères dissymétries de positions viennent s'ajouter des dissymétries d'intensités. Il semble exister

1. H. Abraham et J. Lemoine, *Journ. de Phys.* 5e série, 9 (1900) 262.

2. Le travail d'ensemble sur cette question paraît dans le fascicule de septembre du *Radium*.

deux espèces différentes de dissymétries d'intensités : l'une d'elles augmente considérablement quand la température s'abaisse.

La polarisation rotatoire magnétique auprès et à l'intérieur d'une bande est toujours due à l'effet simultané de la dispersion et de la séparation de la bande en deux parties correspondant à l'absorption de vibrations circulaires inverses. La théorie de « l'effet Hall » se vérifie dans toutes ses conséquences.

II. — Divers cas se présentent suivant les orientations relatives de l'axe optique, du faisceau et du champ. Si l'on oriente un cristal uniaxe de manière à observer transversalement une vibration ordinaire normale au champ, on doit observer deux cas :

a) Lorsque l'axe optique est parallèle au champ, on observe les mêmes décompositions que précédemment, c'est-à-dire des décompositions symétriques ou ne présentant que les dissymétries dont il a été question plus haut.

b) Lorsque l'axe est normal au champ, on obtient les dissymétries les plus variées, et ces modifications n'ont aucun rapport avec celles qui se produisent dans le cas précédent.

Dans les deux cas, on observe la même vibration (ordinaire) orientée de la même manière par rapport au champ : cependant les deux effets sont essentiellement différents, non seulement par leur grandeur, mais aussi par leur nature, et les dissymétries du second cas sont grandes surtout lorsque les bandes des deux spectres n'occupent pas exactement la même position. L'explication de ce dernier fait est aisée s'il se produit une force électrique longitudinale qui relie les vibrations ordinaire et extraordinaire.

Ces résultats ont été étendus aux cristaux biaxes.

Si l'on oriente un cristal uniaxe de manière que l'axe optique soit parallèle au faisceau, un champ transversal donne lieu, dans le voisinage des bandes, à une biréfringence magnétique parfois considérable. L'explication de ce phénomène est la même que dans le cas de la biréfringence magnétique des vapeurs (Voigt).

Quelques remarques sur la décomposition magnétique des raies d'absorption.

Par **P. Zeeman** (Amsterdam).

La décomposition magnétique des raies d'absorption, l'effet Zeeman inverse, comme on l'appelle, n'a pas une moindre importance théorique que la décomposition des raies d'émission. Cependant, cet effet inverse n'a été traité que par Zeeman même, Konig, Cornu et Righi. Les deux cas principaux de décomposition (observation parallèlement et perpendiculairement à la direction du champ magnétique) ont été pour ainsi dire seuls étudiés. Le travail de Righi de 1900 est le seul, où il est question d'observations dans une direction oblique par rapport aux lignes de force, et encore pour un seul angle de 55 degrés entre la direction du rayon et celle du champ.

L'établissement par Voigt d'une relation entre l'effet inverse et les propriétés magnéto-gyriques, la découverte par Hale de la décomposition magnétique dans le spectre des taches solaires, la prévision par Lorentz de particularités remarquables dans l'effet inverse, dans le cas où l'observation se ferait dans une direction quelconque, ont conduit l'auteur à examiner de plus près l'effet inverse. En collaboration avec M. B. Winawer, il a exploré tout le domaine entre les deux directions principales. Les résultats de ces recherches ont été communiqués récemment dans les Comptes rendus des séances de l'Académie d'Amsterdam; les expériences y sont décrites en détail, à peu près dans l'ordre où elles furent faites.

Mais on peut donner un court aperçu des résultats de ces recherches et mettre leur signification plus nettement en lumière, en mettant plus en évidence le rapport entre l'expérience et la théorie. C'est à ce point de vue que l'auteur considère à présent l'effet inverse. Il montre comment il est possible d'exprimer brièvement, par quelques figures, le résultat de longues séries d'expériences et de considérations théoriques développées.

(Traduit par J. Verschaffelt.)

Extension des séries de raies partielles d'après des mesures précises des longueurs d'onde dans l'infra-rouge.

Par **F. Paschen** (Tubingen).

Comme suite des mesures publiées [1] sur les raies infra-rouges, j'ai d'abord fait faire de nouvelles mesures de précision avec un dispositif perfectionné sur des parties allant jusqu'à 30.000 U. A. (mesures de H.-M. Randall). Ensuite j'ai déterminé moi-même quelques raies des alcalins et du thallium entre 30.000 et 52.000 U. A. à l'aide d'un réseau concave de Rowland qui avait servi à Langley. L'erreur ne dépasse pas quelques unités. La méthode de mesure sera décrite en détail.

Les résultats actuels, combinés avec les précédents, conduisent à une extension des formules partielles déjà connues :

1° Par adjonction de séries ou de raies infra-rouges, qui sont parfois les plus intenses (séries principales de différents éléments, séries de Bergmann, raies fondamentales de différentes séries).

2° Par application du principe de combinaison de W. Ritz [2] qui permet de calculer des séries nouvelles ou des raies nouvelles de séries connues. Il est de la nature des choses que ce principe se vérifie le plus aisément par des mesures dans l'infra-rouge. Mes observations montrent quelles combinaisons parmi celles qu'on peut prévoir existent réellement et quand elles correspondent à des raies portés.

Voici les conclusions que le principe de combinaison permet de tirer touchant les séries de raies : validité des lois qui n'étaient pas démontrées rigoureusement jusqu'ici (loi de Rydberg) ; inutilités de beaucoup de formules incorrectes ; écart avec la théorie des vibrations de l'électron dans le champ magnétique atomique ; réintrégration dans des séries de beaucoup de raies. Sur ce dernier point, on a démontré [3] que

3° Des séries du Zn, du Cd, du Hg, indiquées en partie par Saunders sans démonstration, appartiennent à de nouveaux systèmes de séries de raies simples, où rentrent beaucoup de raies dites aberrantes de ces métaux. Ces raies sont intéressantes par leur simplicité et leur allure dans le champ magnétique. Il ressort de là qu'il peut exister simultanément dans un seul spectre des systèmes de séries de raies simples, doubles et triples.

On se propose de résumer l'état de nos connaissances de ces lois de séries partielles et de les appliquer à un système de séries d'un spectre bien connu.

(Traduit par Louis Bloch.)

1. F. Paschen, *Ann. der Phys.*, 27 (1908) 537, 29 (1909) 625.
2. W. Ritz, *Physik. Zeitsch.*, 9 (1908) 521.
3. F. Paschen, *Ann. der Phys.*, 30 (1909) 746.

La distribution des raies spectrales.

Par **J.-R. Rydberg** [Lund].

1. Pour la série de H des étoiles blanches Balmer a trouvé la formule

$$\nu = A\frac{m^2}{m^2-4} \qquad (m = 3 \text{ à } 11).$$

2. Dans les spectres des éléments des trois premiers groupes de Mendeléeff, Rydberg a établi le système

$$\frac{n}{N} = \frac{1}{(1+\mu_i)^2} - \frac{1}{(m-\delta_i)^2} \qquad \text{séries nébuleuses}$$

$$\frac{n}{N} = \frac{1}{(1+\mu_i)^2} - \frac{1}{(m+\sigma)^2} \qquad \text{séries étroites}$$

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1+\sigma)^2} - \frac{1}{(m+\mu_i)^2} \qquad \text{séries principales}$$

$N_0 = 109675$ dans le vide est une constante universelle, n le nombre d'ondes, m le numéro d'ordre d'une raie dans la série, i peut avoir les valeurs 1, 2 ou 1, 2, 3 (éléments impairs et éléments pairs).

La place des raies est donnée par ces formules sans ambiguïté, mais l'approximation du calcul aux observations n'est pas très grande.

3. Par l'introduction d'un terme et d'une constante nouvelle dans les dénominateurs des formules, Ritz a obtenu une approximation généralement beaucoup plus grande, mais pas encore parfaite. Il écrit la formule d'une série (ν = nombre d'ondes)

$$\nu = A - \frac{N}{(m+\alpha-\beta/N\nu)^2} \qquad A - \frac{N}{\left[m+\alpha+\frac{\beta N}{m^2}\right]^2}$$

et désigne le dernier terme par (m, α, β).

N est la constante universelle N_0 de Rydberg. α, β sont des constantes spécifiques d'une série. Elles sont désignées par

p_1, π_1 ; p_2, π_2	pour les séries principales	
s, σ	—	étroites.
d, δ	—	nébuleuses.
d', δ'	si la série nébuleuse a un satellite.	

Avec la désignation de Ritz on a.

Série principale :

$$\nu = (1.5, s, \sigma) - (m, p_i, \pi_i) \qquad i = 1, 2 ; m = 2, 3, \ldots$$

Deuxième série subordonnée (série étroite) :

$$\nu = (2, p_i, \pi_i) - (m, s, \sigma) \qquad i = 1, 2 ; m = 1.5, 2.5, \ldots$$

Première série subordonnée (série nébuleuse) :

$$\nu = \begin{cases} (2, p_1, \pi_1) - (m, d, \delta) & \text{1. raie principale et satellite.} \\ (2, p_2, \pi_2) - (m, d', \delta') & \text{2. raie principale.} \end{cases}$$

$$m = 3, 4, 5, \ldots$$

La différence constante d'un doublet est (cf. 4)

$$\nu_1 - \nu_2 = (2, p_1, \pi_1) - (2, p_2, \pi_2).$$

D'après Ritz on peut démontrer les points suivants :

1° Dans l'équation d'une série principale, si nous remplaçons 1.5 par les nombres plus grands 2.5, 3.5,...; et dans l'équation d'une série subordonnée en remplaçant 2 par 3, 4, 5,... on trouvera des raies nouvelles, lesquelles ont été observées dans beaucoup de cas.

2° Pour chaque symbole (m, α, β) il existe un nombre minimum m (c.-à-d. 3 pour la première série subordonnée, 1.5 pour la deuxième), lequel est un nombre fondamental.

3° Si nous formons la combinaison $(1.5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$ nous obtenons des raies nouvelles, observées chez H, K, Rb.

4° Chez Li et Na on a aussi observé la combinaison

$$(2, p_1, \pi_1) - (m, p_1, \pi_1) ; (2, p_2, \pi_2) - (m, p_2, \pi_2) ; m = 3, 4, \ldots$$

5° Si nous formons $(3, d, \delta) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$; $m = 4, 5, \ldots$ nous obtenons les séries trouvées par Bergmann (aussi par Saunders, Fowler) pour K, Rb, Cs et les raies correspondantes chez Li, Na, He jusqu'ici inconnues.

6° On a aussi la combinaison

$$(2, p_i, \pi_i) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) \quad i = 1, 2 ; \quad m = 4, 5, \ldots$$
$$(4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) \quad m = 4, 5, \ldots$$

4. La plupart (si non toutes) des combinaisons de Ritz et beaucoup d'autres se trouvent dans la formule générale d'un spectre

$$n = J_\infty(p) - G_\infty(t) + G(t, g) - L(l, p) + K(k, t, g, p),$$

où les grandes lettres signifient des fonctions, les petites lettres les numéros d'ordre

k d'une composante d'une raie composée (1, 2, 3).
l d'une raie composée d'un triplet (1, 2, 3).
t d'un triplet (ou doublet) d'un groupe (1 à ∞).
g d'un groupe (1 groupe nébuleux, 2 groupe étroit).
p d'un groupe principal d'un spectre (1 à ∞).

Le numéro 1 correspond toujours à la raie la plus forte de son espèce.

La même formule déclare aussi pourquoi il ne peut pas réussir à exprimer les séries par des formules qui ne contiennent que deux termes.

Absorption sélective et dispersion de la lumière dans les corps solides à diverses températures.

Par **Jean Becquerel** [Paris].

Sous l'influence des changements de température, les bandes d'absorption des corps solides ou dissous subissent des modifications considérables.

M. Jean Becquerel a étudié ce phénomène avec divers minéraux, cristaux, sels possédant l'absorption sélective et dont les spectres sont dus à des terres rares (erbium, terbium, néodyme, praséodyme, samarium...), à l'uranium, au chrome (rubis). Les recherches ont été poursuivies jusqu'à — 259° C., température de solidification de l'hydrogène (Jean Becquerel et Kamerlingh Onnes).

Dans le cas le plus général, une élévation de température rend les bandes plus floues ; un abaissement de température leur donne une plus grande netteté et une plus grande finesse.

On reconnaît, à première vue, que beaucoup de bandes présentent un maximum d'intensité pour une certaine température en général très basse. Ainsi, les spectres d'absorption qu'un refroidissement rend d'abord plus complets en séparant diverses bandes en plusieurs composantes et faisant même apparaître des bandes nouvelles, finissent par se simplifier quand la température devient extrêmement basse (— 259°) et l'absorption sélective disparaîtrait peut-être à une température encore plus basse.

1° Les variations de température modifient la période de vibration des électrons absorbants.

2° Dans d'assez larges limites de température, la largeur des bandes varie proportionnellement à la racine

carrée de la température absolue. Cette loi a été établie par l'observation de franges obtenues en disposant entre deux nicols une lame qui donne deux des spectres principaux du cristal absorbant, et un compensateur de Babinet placé contre la fente du spectroscope : auprès des bandes qui n'existent que dans l'un des spectres, les franges dessinent la courbe de dispersion. La largeur d'une bande est, par définition, la différence des longueurs d'onde des deux radiations pour lesquelles la variation de l'indice est maxima ; cette largeur est proportionnelle au coefficient d'amortissement du mouvement des électrons absorbants.

Aux températures extrêmement basses ($< -200^{\circ}$) on trouve souvent des écarts à la loi précédente, mais le fait qu'elle est très approchée entre certaines limites de température est d'un grand intérêt, car il révèle que la principale cause de l'élargissement des bandes doit être recherchée dans les chocs ou actions mutuelles qui sont la conséquence de l'agitation thermique.

3° La méthode des franges permet d'obtenir, en même temps que la largeur des bandes, la variation de l'indice de réfraction : il résulte des mesures que les changements d'intensité des bandes ne proviennent pas uniquement de leur variation de largeur, mais résultant aussi d'une variation de l'énergie absorbée.

Il existe pour chaque bande un maximum d'absorption.

4° En appliquant des formules déduites des théories de la dispersion, on peut calculer le coefficient diélectrique correspondant à chacune des bandes. La variation de ce coefficient, qui présente un maximum à une température en général très basse, peut être rapprochée de la variation de la conductibilité électrique des métaux, avec cette différence que pour l'absorption sélective il s'agit d'électrons liés, tandis que pour les métaux il est question d'électrons libres.

5° Les formules permettent d'évaluer le nombre moyen des électrons participant à l'absorption. On trouve que sur quelques centaines de millions de molécules, il n'y en a qu'un petit nombre qui contiennent, à un même instant, un électron contribuant à former une bande déterminée.

Cette conclusion inattendue fait envisager sous un jour nouveau le mécanisme de l'absorption sélective : elle montre que ce phénomène n'est pas un effet d'ensemble produit à la fois par toutes les molécules, mais résulte en quelque sorte d'un accident survenu à quelques rares molécules.

L'emploi des basses températures ouvre un champ nouveau aux recherches optiques. Il permet d'aborder un grand nombre de problèmes et, grâce à la netteté des spectres, on pourrait tirer un parti considérable de l'analyse spectrale aux basses températures pour la recherche et l'isolement de nouveaux corps.

Phosphorescence des sels d'uranyle aux très basses températures.

Par **Jean Becquerel** [Paris].

Il existe entre les bandes de phosphorescence et les bandes d'absorption des sels d'uranyle un lien si intime que la répartition des bandes se fait suivant une même loi, ces spectres d'émission et d'absorption étant la continuation l'un de l'autre et présentant même deux bandes communes (Edmond Becquerel).

On sait, d'autre part, qu'un abaissement de température modifie les bandes des corps possédant l'absorption sélective. Il était donc à prévoir qu'il en serait de même pour les bandes d'émission des sels d'uranyle. L'expérience a confirmé cette prévision (Henri Becquerel). Les bandes d'émission et d'absorption des sels d'uranyle se subdivisent aux basses températures en bandes multiples parfois très fines et très intenses.

Ces spectres ont été étudiés jusqu'à la température de solidification de l'hydrogène (Henri et Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes).

1° Lorsqu'on abaisse leur température jusqu'à -259°, les sels d'uranyle excités par la lumière violette brillent d'un éclat au moins aussi vif qu'à la température ordinaire ; le refroidissement n'est donc en aucune façon un obstacle à la production de lumière. A toute température leur phosphorescence est de très courte durée ;

2° L'abaissement de température déplace les bandes vers les petites longueurs d'onde : leur position paraît s'approcher asymptotiquement d'une position limite ;

3° Les spectres des sels d'uranyle se composent d'une série de groupes présentant des aspects analogues. Les différences d'aspect proviennent de changements progressifs dans les intensités relatives des bandes de ces groupes ;

4° La constitution des spectres dépend principalement de la nature de l'acide qui forme le sel et n'est que peu influencé par les autres bases dans les sels doubles ;

5° Si l'on appelle bandes homologues celles qui, dans les divers groupes, occupent les mêmes positions relatives, la loi de succession des bandes s'énonce ainsi : entre deux bandes homologues consécutives, la différence des fréquences est sensiblement constante, non seulement pour une même série, mais pour toutes les séries de bandes homologues d'un même sel. De plus, la constante qui exprime la différence des fréquences entre deux bandes homologues consécutives est peu différente d'un sel à l'autre ;

6° Dans plusieurs cas, les groupes affectent nettement l'aspect des groupes de bandes des spectres cannelés et la loi de Deslandres est vérifiée dans les limites d'approximation des mesures ;

7° Les spectres de bandes des sels d'uranyle sont insensibles à un champ magnétique de 55 000 gauss ;

8° Certaines bandes existent seulement comme bandes d'émission et d'autres seulement comme bandes d'absorption, mais quelques-unes sont communes aux deux spectres. En faisant varier convenablement les intensités de la lumière transmise et de la lumière excitatrice de la phosphorescence, on peut réaliser avec ces dernières bandes, aux plus basses températures, une expérience de renversement qui ressemble à l'expérience classique du renversement des raies du sodium ;

9° Les sels d'uranyle doivent être considérés comme formant une classe nettement à part parmi les phosphores. Leurs spectres de phosphorescence sont dus, non à des corps étrangers dilués dans le sel d'uranyle, mais bien à l'uranium lui-même, et leurs caractères très particuliers se retrouvent même dans les spectres d'absorption des sels uraneux non phosphorescents.

Le mécanisme de la phosphorescence paraît se produire, soit dans des centres complexes où l'uranium est seul actif, soit simplement dans l'atome d'uranium ou dans l'uranyle.

En suivant les idées de M. Lenard, on peut admettre que, sous l'influence photoélectrique de la lumière, des électrons sont projetés hors de la position qu'ils occupaient dans l'atome d'uranium, puis restent temporairement dans une autre partie de l'atome ou du radical. En revenant aux positions primitives d'équilibre ils produisent une émission de lumière.

Le retour rapide des électrons, presque immédiat même aux plus basses températures, est favorable à l'hypothèse d'une localisation des mouvements dans l'atome d'uranium ou dans l'uranyle.

Sur l'origine de la sensibilité photoélectrique des minéraux.

Par **H. Geitel** [Wolfenbüttel].

M. Elster et l'auteur ont montré il y a longtemps[1] que certains minéraux — en particulier la fluorine colorée en bleu ou en violet, le sel gemme bleu, mais aussi certaines espèces de barytine, de célestine, d'aragonite et de feldspath, et jusqu'au granit fraîchement pulvérisé — font voir l'effet Hallwachs même lorsqu'on se sert de lumière à longueur d'onde supérieure à 400 μμ; autrement dit, ils émettent des électrons négatifs dans la lumière visible aussi bien que les métaux alcalins et alcalino-terreux. Nous pensons maintenant pouvoir attribuer ce phénomène au fait que ces minéraux ont été soumis au rayonnement de substances radioactives, pendant et après leur formation au sein de la terre. Les faits suivants conduisent à cette conclusion.

Nous avons trouvé précédemment[2] que les sels anhydres et les silicates alcalins et alcalino-terreux deviennent sensibles à l'effet photoélectrique de la lumière visible, après qu'on les a soumis à l'action des rayons cathodiques ou de ceux du radium. Si cette action est suffisamment prolongée, on observe dans toutes ces substances les colorations caractéristiques, remarquées pour la première fois par Goldstein dans les sels haloïdes des métaux alcalins. A cette époque, nous avons attribué ces colorations à une décomposition chimique par les rayons; nous avons pensé qu'il se formait des traces de métaux alcalins libres qui entraient en solution colorée dans le reste du sel, de même que de petites quantités d'or ou de cuivre ajoutées aux verres leur communiquent des colorations intenses. Ces mêmes sels colorés peuvent encore être obtenus, selon Giesel, en chauffant les sels incolores avec des métaux libres.

Or, M. Siedentopf, en étudiant à l'ultramicroscope le sel gemme bleu naturel ou coloré artificiellement, a trouvé que des particules de sodium métallique s'y trouvent en effet distribuées : il s'agit donc ici réellement de la présence de très petites quantités de métaux alcalins ou alcalino-terreux, à l'état de modifications très sensibles à la lumière, colloïdales selon toute probabilité. Dans le cas du rubidium, du cæsium, du potassium et du sodium, ces mêmes modifications s'obtiennent, peut-être à l'état très pur, au moyen d'une décharge dans un tube à vide, en présence d'hydrogène dilué[3]; elles se présentent en masses vivement colorées qui émettent des électrons avec une intensité dépassant plus de cinq fois, à intensité de lumière égale, celle des métaux purs ordinaires, qui est déjà très grande.

D'après ce qui précède, nous pouvons émettre l'opinion suivante sur l'origine de l'effet photoélectrique dans les minéraux naturels. Ces minéraux contiennent des traces de modifications très sensibles au point de vue photoélectrique, de K, Na, Li, Ca ou d'autres éléments analogues, traces qui doivent leur formation à l'énergie des rayons des substances radioactives disséminées à l'intérieur de la terre. L'action de ces substances, faible mais prolongée pendant des périodes immenses, se trahit dans certains cas par une coloration visible, comme dans le sel gemme bleu ou la fluorine; mais la coloration peut aussi être trop faible pour être visible, alors que la réaction photoélectrique est déjà suffisamment nette.

D'accord avec cette manière de voir, l'effet photoélectrique ne s'observe que sur des surfaces de cassure fraîches, parce que la présence d'un métal alcalin libre est nécessaire et que celui-ci disparaît probablement à l'air par oxydation. Il faut admettre même, dans le cas d'une surface fraîche, que l'émission d'électrons se fait à partir d'une certaine profondeur très faible, à travers une couche protectrice d'une substance indifférente.

[Traduit par L. Korowitzer].

1. *Ann. d. Phys.* 44 (1891) 722.
2. *Ann. d. Phys.* 59 (1896) 487; *Phys. Zeitschr.* 4 (1902) 115.
3. *Phys. Zeitschr.* 11 (1910) 257.

Rayons X et matière.

Par **Ch. G. Barkla** [Liverpool].

Le travail contient l'exposé des résultats des principales expériences faites par l'auteur et une discussion de ceux-ci.

On montre que le phénomène relatif à la transmission des rayons X à travers la matière, quoique étant apparemment fréquemment compliqué, peut s'expliquer au moyen de quelques lois simples. Les relations entre l'absorption, l'ionisation, les rayons X secondaires et la radiation secondaire corpusculaire s'en déduisent.

Quand un élément est soumis à l'action d'un faisceau de rayons X, il émet plusieurs faisceaux de rayons X homogènes de pouvoirs pénétrants caractéristiques de cet élément. Chaque radiation homogène est excitée par une radiation primaire de pouvoir pénétrant plus grand en accord avec la loi de Stokes pour la fluorescence. Il en résulte en quelque sorte que chaque élément a son spectre de fluorescence (de rayons X) propre et caractéristique.

La connaissance d'un tel spectre, ainsi que la loi donnée, est nécessaire et suffisante pour expliquer les principaux phénomènes qui se produisent pendant la transmission des rayons X à travers la matière. Dans le cas de la transmission à travers des mélanges ou des composés il est suffisant de connaître le spectre de chaque élément constituant.

L'auteur compare les propriétés de la lumière et celles des rayons X, et il conclut que la similitude dans la nature est incontestable, quoiqu'il y ait encore beaucoup à dire sur la structure des ondes électromagnétiques, des pulsations et du milieu au travers duquel elles se propagent.

Ions positifs et négatifs dans les rayons canaux.

Par **W. Wien** [Wurzburg].

Par déviation magnétique des rayons canaux de l'hydrogène on met en évidence, à côté des rayons positifs, des rayons négatifs dont la déviation est égale et opposée à celle des premiers. Dans un vide avancé, la fluorescence du verre produite par ces rayons négatifs devient plus nette.

Avec les rayons canaux de l'oxygène, la fluorescence est difficile à observer, mais on peut explorer les faisceaux déviés à l'aide d'un fil thermo-électrique. L'action du faisceau négatif est plus grande que celle du faisceau positif. Si par condensation dans l'air liquide on élimine la vapeur de mercure de la chambre d'observation, l'action des rayons négatifs devient plus faible que celle des rayons positifs.

Les mesures quantitatives montrent que les rayons positifs et négatifs sont constitués par des atomes positifs ou négatifs en mouvement, il faut admettre qu'à la traversée de la vapeur de mercure les atomes d'oxygène donnent lieu à une formation plus abondante d'ions négatifs, à la traversée d'oxygène ou d'azote en repos à une formation plus abondante d'ions positifs.

La déviation électrique donne les mêmes résultats que la déviation magnétique.

Si on laisse pénétrer de l'hydrogène dans la chambre d'observation, il y a accroissement d'intensité des rayons canaux négatifs de l'oxygène. L'hydrogène agit donc comme la vapeur de mercure.

Les rayons canaux de l'azote se comportent comme ceux de l'hydrogène. Il n'y a encore accroissement d'intensité du faisceau négatif ni sous l'action de la vapeur de mercure, ni sous celle de l'oxygène ou de l'hydrogène.

L'iode donne un faisceau positif très intense, un faisceau négatif très faible.

Pour tous les corps étudiés la déviation magnétique est inversement proportionnelle à la racine carrée du poids atomique, comme le veut la théorie, si la chute de potentiel qui accélère les atomes est une fraction constante du potentiel de décharge.

Connaissant la charge spécifique de l'atome et la déviation magnétique ou électrique, on peut calculer le potentiel accélérateur. Les deux méthodes conduisent au même résultat. Dans un tube cylindrique sous haut voltage (supérieur à 16.000 volts) le potentiel accélérateur n'est qu'une fraction (un peu plus de la moitié) du potentiel de décharge. Quand ce dernier augmente, la pression augmente également, il en est donc de même de la vitesse des rayons canaux.

[Traduit par Léon Bloch.]

Sur la formation des rayons cathodiques.

Par **Louis Dunoyer** [Paris].

On admet généralement, dans la théorie de la décharge à travers les gaz à basse pression, que les rayons cathodiques sont dus à l'ionisation du gaz par les ions positifs en mouvement rapide vers la cathode, et que cette ionisation génératrice a principalement lieu dans la couche mince lumineuse que l'on voit au contact même de la cathode, entre elle et l'espace obscur de Crookes. Aux très basses pressions du moins, il semble que cette théorie laisse beaucoup trop de côté le rôle spécifique du métal de la cathode. Les expériences qui suivent sont de nature à montrer, dans quelques cas, l'importance de ce rôle.

Lorsque la pression est assez basse pour que la décharge ne passe dans le tube, avec l'apparition de la lueur cathodique verte plus ou moins uniformément répartie suivant la forme du tube et de la cathode, que sous un voltage correspondant à plusieurs centimètres d'étincelle, on peut obtenir la décharge par rayons cathodiques sous une forme toute différente de la forme ordinaire et très caractéristique. Si, *dans le voisinage de la cathode, on a distillé* (dans le vide) *un métal alcalin* (le sodium, le potassium, le rubidium et le cæsium ont été essayés), de telle sorte que de très petites gouttelettes, non visibles à l'œil nu, aient pu se déposer *sur la cathode*, on constate que *celle-ci émet, à partir de voltages correspondant par exemple à 1 cm d'étincelle, de nombreux faisceaux cathodiques, très déliés, faisant apparaître sur la paroi de petites taches fluorescentes vertes, très brillantes bien délimitées, généralement d'une fixité parfaite pendant un long intervalle de temps* (plusieurs heures de fonctionnement continu), disparaissant parfois soudainement et pouvant apparaître de même en un autre endroit. Si l'on augmente la différence de potentiel entre les électrodes, ces petites taches augmentent peu à peu d'éclat. Quand le voltage est suffisant pour faire apparaître la fluorescence plus ou moins uniforme de la paroi, les petites taches n'en subsistent pas moins et s'y superposent. Toutefois si le tube devient trop mou elles disparaissent dans l'éclat de la fluorescence uniforme.

J'ai indiqué que la distillation doit avoir lieu dans le voisinage de la cathode. C'est qu'en effet si l'on effectue la distillation de manière à la recouvrir complètement d'une couche visible de métal alcalin, le phénomène ne se produit généralement pas. Il est donc indispensable que les centres d'émission soient suffisamment petits.

Il m'a été impossible, soit avec la pompe à mercure, soit avec le charbon de noix de coco plongé dans l'air liquide, d'obtenir un degré de vide suffisant pour faire disparaître le phénomène. Il y a cependant quelque indication que si l'on diminue soit par l'abaissement de la pression, soit par la forme du tube, l'énergie spécifique de l'afflux de particules positives vers la cathode (afflux cathodique de M. Villard, rayons de sir J. J. Thomson, kanalstrahlen), supposé exister dans quelque mesure même aux plus basses pressions, il faut appliquer aux électrodes une différence de potentiel plus grande pour conserver aux petites taches le même éclat.

On dispose donc d'un moyen nouveau pour obtenir des *rayons cathodiques très rapides.*

Le phénomène se produit aussi, mais un peu moins facilement, quand on distille *du zinc* dans le voisinage de la cathode, au lieu d'un métal alcalin.

Il peut arriver, dans des conditions d'isolement superficiel de la cathode non encore entièrement précisées, que les petites taches restent brillantes pendant plus d'une minute après la suppression de la source d'électricité alimentant le tube et mise des électrodes en connexion. Elles s'atténuent lentement et disparaissent. Ce phénomène est dû, non à une continuation de la luminescence du verre préalablement excitée par les rayons, mais à *la continuation de la décharge*, car tant que les taches sont visibles on peut les déplacer en approchant un aimant. La persistance ne se produit que si la source d'électricité a alimenté le tube pendant un temps suffisant (de l'ordre de 1 minute).

D'après l'ensemble de ces observations l'explication la plus vraisemblable du phénomène paraît être la suivante : de très petites gouttelettes, touchant la cathode par une surface très peu étendue, s'échauffent sous le choc de l'afflux cathodique, *grâce à la petitesse des pertes de chaleur par conductibilité.* Elles émettent alors des corpuscules par effet Edison, avec une particulière abondance dans le cas des métaux alcalins; ces corpuscules, accélérés par le champ, deviennent des rayons cathodiques. S'il arrive que les gouttelettes soient aussi en mauvais contact électrique avec la cathode, on s'explique qu'après s'être chargées lentement, elles se déchargent de même, en partie à travers la couche isolante, en partie sous forme de rayons cathodiques.

Transformation d'énergie en relation avec l'émission des ions par les corps chauds.

Par **O. W. Richardson** [Princeton].

Ce mémoire est divisé en quatre parties.

La première est l'exposition rapide des idées qui ont conduit à la formule

$$i = A\theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{W}{\theta}}$$

qui représente la relation entre l'émission des thermions i et la température absolue θ. A, W et E sont des constantes.

D'autres conséquences de cette même série d'idées seront exposées dans cette partie.

La deuxième partie se rapporte à l'énergie cinétique des électrons émis. Les recherches expérimentales conduisent aux résultats suivants :

1° La distribution des vitesses parmi les électrons émis est identique à celle donnée par la loi de Maxwell pour les molécules d'un gaz traversant une surface similaire et placée dans les mêmes conditions et à la même température que le corps chaud. Ceci est aussi bien vrai pour la composante normale que pour la composante parallèle à la surface d'émission.

2° L'énergie cinétique moyenne de translation des électrons émis est égale à celle des molécules d'un gaz à la même température que le corps chaud.

3° Il résulte du principe de la théorie cinétique de la matière, que l'énergie cinétique moyenne de translation des électrons libres à l'intérieur du corps chaud est la même que celle des molécules d'un gaz à la même température que le corps chaud.

4° Il résulte en outre que la distribution des vitesses parmi les électrons libres à l'intérieur du métal est en accord avec la loi de Maxwell.

5° Des expériences relatives à ces considérations peuvent être tentées. Elles formeront une vérification très complète des théorèmes de Maxwell relatifs à la distribution des vitesses parmi un système de particules à l'état constant.

6° L'égalité dynamique contenue dans le paragraphe 2, suppose qu'on admet que la charge d'un électron est égale à celle portée par un atome d'hydrogène dans l'électrolyse.

La constance générale de nos conclusions est l'un des arguments les plus puissants en faveur de la valeur de cette proposition.

La 3e partie se rapporte aux phénomènes dépendant des variations d'énergie potentielle.

Les résultats expérimentaux sont discutés. Ils montrent qu'un effet de refroidissement se produit quand les électrons sont émis par un corps chaud et qu'un effet calorifique correspondant se produit quand des électrons sont absorbés par un corps. Ces deux effets sont de l'ordre de grandeur de ceux prévus par la théorie.

Dans la quatrième partie on discutera les propriétés des ions émis par les corps chauds. Dans le cas de ceux qui sont émis par les sels des métaux alcalins, on montrera que ce sont des atomes du métal portant la même charge que l'atome monovalent dans l'électrolyse. Dans beaucoup d'autres cas jusqu'ici examinés, la charge portée par les ions positifs est probablement égale à la charge électronique fondamentale. C'est certainement le cas de l'ionisation initiale positive du platine chauffé.

L'ionisation positive constante varie avec la température; elle est en accord avec la même loi que pour l'émission électronique mais avec des constantes différentes. L'énergie cinétique moyenne des ions positifs est très voisine de celle des molécules d'un gaz à la température de la source et la distribution des vitesses parmi les différents ions est en accord avec la loi de Maxwell.

Sur le dispositif expérimental utilisé par MM. Guye et Ratnowsky dans leurs récentes recherches sur la détermination de la variation d'inertie des corpuscules cathodiques de grande vitesse.

Par **C. E. Guye** (Genève).

Le principe de la méthode employée a été donné dans une note à l'Académie des Sciences de Paris.

La présente communication a pour but de donner des détails de méthode et de discuter les causes d'erreur.

Sur les phénomènes de condensation dus aux ions

Par **C. Barus** (Providence).

L'auteur parlera de l'œuvre de J. J. Thomson, de ses collaborateurs, Laby, Owen, Richarz et de ses élèves, Barkow, Pringd, Schaum, Langevin, Eve et autres, depuis 1905 et exposera succinctement ses propres expériences sur les brouillards, couronnes, poussières, ions, noyaux d'eau et de vapeur, poursuivies pendant cette période.

L'ionisation des gaz par les rayons X et les rayons γ.

Par **W. H. Bragg** (Leeds).

L'ionisation des gaz par les rayons X et les rayons γ doit être un effet indirect et non un effet direct si l'on se range à la théorie corpusculaire de la nature de ces rayons. Dans ce travail, la question sera discutée brièvement et on essayera de rechercher quelles expériences confirment cette conséquence de la théorie. On montrera que si le principe est accepté, il est possible de trouver le « parcours » relatif des rayons β ou des rayons cathodiques dans différents métaux. Le mot parcours signifiant la longueur totale parcourue par le corpuscule.

Les résultats ainsi obtenus sont en bon accord avec les courbes obtenues par H. W. Schmidt pour les « véritables coefficients d'absorption » des substances, par les rayons β.

La détermination directe du champ moléculaire.

Par **Pierre Weiss** (Zurich).

Tandis que dans les corps paramagnétiques, conformément à la théorie de Langevin, le champ extérieur seul est aux prises avec l'agitation thermique des aimants moléculaires, dans les corps ferro-magnétiques ce champ extérieur est aidé par leurs actions mutuelles.

J'ai supposé que ces actions mutuelles se traduisent par un *champ moléculaire* qui est dirigé comme l'intensité d'aimantation de la substance et lui est proportionnel. C'est une hypothèse de travail fort commode, rendant les phénomènes facilement accessibles au calcul. Certaines conséquences de cette théorie ont été vérifiées d'une manière frappante par l'expérience. Ainsi, la loi de variation de l'intensité d'aimantation à saturation en fonction de la température, pour laquelle le champ moléculaire donnait pour la première fois une déduction théorique, a été trouvée entièrement d'accord avec les résultats des expériences précises faites sur la magnétite. Cette théorie a aussi donné sans peine les propriétés des cristaux ferromagnétiques, découvertes auparavant dans l'étude de la magnétite et de la pyrrhotine.

Ces confirmations montrent que la théorie contient au moins une part de vérité. D'autre part, elle ne se plie pas à la représentation exacte des propriétés des *métaux* magnétiques, le fer, le nickel, le cobalt, dont elle ne donne qu'une image grossière : il devient donc très intéressant de préciser la nature des divergences et d'en déduire les retouches de la théorie. Des trois constantes qu'elle contient : intensité d'aimantation à saturation, constante de Curie et constante du champ moléculaire, convient-il d'en faire varier une, et laquelle ?

Pour pouvoir s'en rendre compte, il importe d'augmen-

ter les données expérimentales et plus particulièrement, semble-il, d'étudier le voisinage de la température de perte du magnétisme fort. Des expériences sont en voie d'exécution.

Mais il faut aussi perfectionner les méthodes de discussion de ces expériences de manière à en tirer, le plus directement possible, les quantités caractéristiques avec lesquelles opère la théorie. Voici comment on peut, à toute température, trouver le champ moléculaire.

Soit H_e le champ extérieur et H_m le champ moléculaire. Le champ total est :

$$H = H_e + H_m. \qquad (1)$$

C'est cette quantité qui, pour les ferromagnétiques, joue le même rôle que le champ extérieur pour les paramagnétiques. On démontre facilement que la relation

$$I = f\left(\frac{H}{T}\right) \qquad (2)$$

où I représente l'intensité d'aimantation et T la température absolue et que Langevin a tirée, du principe de Carnot, subsiste encore pour les ferromagnétiques, pour lesquels :

$$H_m = NI \qquad (3)$$

conformément à la définition du champ moléculaire donnée ci-dessus.

Si l'expérience fournit deux systèmes de valeurs voisines, H, T et $H + \Delta H$, $T + \Delta T$ pour lesquels I a la même valeur, il résulte de (3) que

$$\frac{H}{T} = \frac{\Delta H}{\Delta T} \qquad (4)$$

où ΔH est connu puisque d'après (1) et (3) $\Delta H = \Delta H_e$. (4) donne donc une détermination directe du champ total H, et par suite du champ moléculaire.

Cette méthode appliquée aux expériences anciennes donne plus simplement les résultats qu'on en avait déjà tirés. Appliquée à des expériences nouvelles, plus complètes, elle permettra de reconnaître jusqu'à quel point la théorie les représente et où elle a besoin d'être généralisée.

Aimantation en fonction de la fréquence.

Par **C.-E. Guye** (en collaboration avec **Mlle Karpowa**) (Genève).

On peut étudier la variation de perméabilité magnétique d'un corps soumis à des aimantations alternatives par l'observation directe des cycles tracés par un faisceau cathodique dévié.

Malheureusement ce genre de méthodes est en général peu précis, la trace fluorescente du faisceau ayant une certaine largeur et le cycle observé étant la superposition d'un grand nombre de cycles successifs.

Nous avons étudié ces variations par une méthode moins directe mais plus précise dont le principe est le suivant :

Le courant d'un alternateur haute fréquence (500 à 1200 périodes), après avoir traversé un ampèremètre thermique, est envoyé dans le circuit primaire qui recouvre un tore de fil de fer suffisamment fin pour que l'on puisse négliger complètement l'action des courants de Foucault (fil de fer de 0,04 mm. de diamètre).

Un second enroulement (en manganine) est en rapport avec un électromètre de Wulf (électromètre à fil de quartz de très faible capacité). L'emploi d'un électromètre a l'avantage de supprimer tout courant secondaire appréciable, et par conséquent toute réaction magnétisante. En supprimant les courants de Foucault d'une part et le courant secondaire d'autre part, la seule action magnétisante qui demeure est celle du courant primaire, mesuré par l'ampèremètre thermique.

L'enroulement secondaire est sectionné en quatre parties qui sont utilisées de la façon suivante *pour chaque intensité de courant*.

Fréquence 500 enroulements 1, 2, 3, 4 en tension.

—	600		1, 2 en tension.
	600	—	3, 4 en tension.
—	1200	—	1.
	1200	—	2.
	1200	—	3.
	1200	—	4.

On constate que dans ces conditions la *déviation à l'électromètre reste très approximativement la même.*

La conclusion la plus vraisemblable à tirer de ce résultat est que la courbe d'aimantation, dans la limite de ces expériences, n'est pas altérée par la fréquence.

En effet en désignant par E_1 et E_2 les f-e-m efficaces correspondant à deux fréquences et par N_1 et N_2 le nombre des spires secondaires utilisées, on a

$$E_1^2 = N_1^2 \int_0^{T} \left(\frac{d\varphi_1}{dt}\right)^2 dt$$

$$E_2^2 = N_2^2 \int_0^{T} \left(\frac{d\varphi_2}{dt}\right)^2 dt$$

Comme on trouve expérimentalement $E_1^2 = E_2^2$ il faut que

$$\frac{N_1^2}{N_2^2} = \frac{\int_0^{T} \left(\frac{d\varphi_2}{dt}\right)^2 dt}{\int_0^{T} \left(\frac{d\varphi_1}{dt}\right)^2 dt} \qquad (1)$$

Pour satisfaire cette relation, le plus simple est de supposer

$$\frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{N_1}{N_2}\frac{d\varphi_1}{dt}$$

c'est-à-dire que l'allure des courbes d'aimantation n'est pas modifiée par la fréquence mais que le cycle est parcouru plus ou moins rapidement. Il semble, en effet, fort peu vraisemblable que les courbes φ_1 et φ_2 soient modifiées par la fréquence et que par une sorte de compensation singulière, les intégrales ci-dessus satisfassent exactement à la relation (1).

Il convient de remarquer que si l'allure de la courbe de magnétisation est indépendante de la fréquence, il en résulte implicitement que la perte consommée dans chaque cycle d'aimantation doit l'être aussi. Nous nous proposons de contrôler ce dernier point par des mesures directes si la sensibilité respective des deux méthodes le permet.

Il importe de remarquer enfin que les *résultats précédents sont obtenus après avoir éliminé par l'expérience toute action parasite ;* en second lieu ils sont absolument indépendants de la graduation de l'électromètre, puisque dans toutes les mesures comparatives on avait la même déviation.

Transformation des rayons X : le rôle du métal.

Par **A. Hurmuzescu** [Jassy].

Les résultats obtenus peuvent se résumer brièvement comme il suit :

1° L'ordre des activités décroissantes des rayons X agissant sur différents corps de nature différente est le suivant

Pb, Fe, Ag, Sn, Al.

2° L'ordre des activités des rayons secondaires prenant naissance par la transformation des rayons X par les différents métaux dépend de la nature et de l'épaisseur de ces corps. Ces activités pour les métaux employés sont dans l'ordre décroissant suivant :

$$\underbrace{\text{Co, Ni, Fe, Cu, Zn}}_{\text{I}} \quad \underbrace{\text{Pb, Cd, Bi, Ag}}_{\text{II}} \quad \text{Sn,} \quad \underbrace{\text{Al, Mg}}_{\text{III}}$$

séparés en trois groupes principaux.

3° Cet ordre ne paraît pas changer lorsqu'on fait filtrer ces rayons par des feuilles métalliques de nature et d'épaisseur différentes.

Il ne semble pas que ces activités soient en relation simple avec les poids moléculaires des corps.

De tous les résultats que nous avons obtenus on remarque que l'action spécifique du métal entre en ligne de compte autant dans l'action directe des rayons X sur le corps chargé d'électricité que sur l'activité des rayons secondaires qui prennent naissance sur ces corps.

Ces deux actions doivent avoir une connexion très étroite, sinon une cause commune.

L'ordre des activités des différents métaux pour les deux phénomènes devrait être le même; c'est-à-dire qu'un corps chargé d'électricité doit perdre son électricité d'autant plus vite que le corps est plus absorbant pour les rayons X.

Par cette hypothèse on suppose que les corps métalliques se vaporisent ou se pulvérisent en quelque sorte sous l'influence de ces radiations. Ceci n'est pas nouveau, car M. Lenard l'a énoncé depuis longtemps et c'est de cette manière qu'il a cherché à expliquer la décharge des corps électrisés sous l'action des rayons X. Depuis, ce phénomène a été observé dans le cas de l'action des rayons ultra-violets, et généralisé dans beaucoup d'autres cas.

Ceci étant admis, on comprendrait facilement pourquoi le phénomène dont nous nous sommes occupés est plus compliqué que celui de l'absorption.

Sur la décomposition de l'eau par divers rayonnements.

Par **Miroslaw Kernbaum** [Paris].

L'action chimique sur l'eau des sels et des substances radioactives a été déjà l'objet de nombreuses recherches. Sir W. Ramsay a constaté qu'en décomposant l'eau par l'émanation du radium, il y a toujours une surproduction d'hydrogène.

M. Debierne a observé la décomposition de l'eau par les rayons du radium, sans qu'il y ait contact entre le sel actif et l'eau.

J'ai étudié la composition du gaz, qui se dégage de l'eau sous l'influence des rayons pénétrants du radium, et je n'ai obtenu comme résultat qu'un seul gaz, notamment — l'hydrogène est mis en liberté; l'oxygène se combine à l'eau en donnant de l'eau oxygénée. Les dosages à l'aide de permanganate de potassium ont établi que la quantité d'eau oxygénée, formée dans l'eau, équivaut bien à celle de l'hydrogène, mis en liberté; on peut donc représenter cette forme anormale de décomposition de l'eau par la formule :

$$2H_2O = H_2O_2 + H_2 \qquad (1)$$

L'énergie, utilisée pour la réaction, fait environ 1 : 1500 de l'énergie totale calorifique, dégagée en même temps par la préparation de chlorure de radium, mise obligeamment à ma disposition par Mme Curie.

Une expérience, effectuée pour étudier l'influence sur l'eau des rayons Röntgen, a donné un résultat négatif; les rayons γ, étant encore moins absorbables dans l'eau que les rayons X, j'en conclus que l'effet observé sous l'action des rayons pénétrants du radium est dû entièrement aux rayons β.

A l'aide des rayons ultra-violets, émis par une lampe à mercure en quartz, j'ai obtenu le même effet sur eau, et plus grand encore qu'avec les rayons β. On peut supposer que dans ce cas c'est l'effet Hertz-Hallwachs, produit sur les petites poussières, se trouvant dans l'eau, qui intervient pour provoquer la réaction.

L'action de ces deux formes de rayonnement diminue avec le temps. Pour les rayons ultra-violets elle a cessé tout à fait après 200 heures; pour les rayons β après 6 mois elle est devenue environ 4 fois plus faible qu'au commencement. Cela s'explique, en supposant que l'hydrogène, avant de quitter la surface du liquide, se recombine à l'eau oxygénée. La réaction serait donc réversible et se poursuivrait simultanément dans les deux sens sous la forme :

$$2H_2O \rightleftharpoons H_2O_2 + H_2 \qquad (2)$$

Récemment j'ai observé la même réaction, produite par l'aigrette dans la vapeur d'eau saturée [1].

Elle est aussi réversible et l'état d'équilibre s'établit déjà après un quart d'heure. Il semble que c'est l'ionisation de la vapeur par le rayonnement cathodique émis par la pointe qui est ici la cause de la décomposition.

De cette façon on pourrait admettre que la décomposition de l'eau, ou de sa vapeur, sous la forme anormale, représentée par la formule (2), se produit généralement comme suite de l'ionisation par un rayonnement dû à des corpuscules négatifs.

Sur la tension électrostatique.

Par **S. Pienkowski** [Liège].

La tension électrostatique est considérée comme une force normale à la surface du conducteur électrisé. Sa valeur généralement admise est $F = 2\pi\sigma^2$ par unité de surface. Une valeur différente est donnée par P. Duhem qui introduit l'action de la matière sur l'électricité. Cette force est le résultat, d'après les uns, de répulsion des charges réparties sur le conducteur, ou d'après les autres, de tension des tubes de force émanant du conducteur. M. de Heen suppose que la force de tension à laquelle est soumis un conducteur électrisé et isolé dans l'espace, est dirigé, tangentiellement à la surface, et place son origine dans l'action mutuelle des lignes qu'il appelle les lignes d'action et qui, d'après lui, existent distinctes dans le champ et sont animées de mouvements, même dans le champ électrostatique.

1. Les résultats de ces nouvelles expériences seront publiés dans *Le Radium*.

Pour vérifier laquelle des théories correspond à la réalité, j'ai mesuré les forces répulsives de deux parties d'un conducteur électrisé et isolé. L'une des parties était maintenue fixe par une tige en paraffine, l'autre était suspendue à la balance qui servait à mesurer les forces répulsives. Pour charger le conducteur on a maintenu les armatures intérieures d'une série de condensateurs au potentiel constant auquel on portait le conducteur étudié en le touchant au moyen d'un fil réuni aux condensateurs.

Le potentiel, variant de 2000 volts à 10 000 volts dans nos expériences, a été mesuré au moyen d'un électromètre gradué empiriquement d'après un électromètre de lord Kelvin à cadrans verticaux.

En admettant la formule $F = 2\pi\sigma^2$ la répulsion de deux demi-sphères doit être indépendante de son rayon. En expérimentant avec les sphères de 10 mm à 100 mm de rayon j'ai obtenu des forces variant d'une façon continue et augmentant avec le rayon de la sphère, mais je n'ai pas atteint la valeur indiquée par la théorie. Pour une sphère donnée, la force croît proportionnellement au carré du potentiel. Pour les calottes appartenant à une même sphère, la force répulsive varie proportionnellement au carré du potentiel et au carré du rayon de la base. La répulsion d'une zone par une calotte dont la zone fait partie ne décroît pas avec la diminution de hauteur de la zone, et même on observe une augmentation de la force, ce qui est contraire à la loi théorique. Couvrant la base supérieure de la zone par un plan conducteur, j'ai obtenu, aux erreurs d'expériences près, la même valeur que dans le cas où la zone était ouverte. Le calcul montre que la résultante de tension s'exerçant sur des demi-ellipsoïdes semblables, doit être indépendante de ses dimensions linéaires. Les mesures montrent que la force répulsive varie. Ces expériences peuvent s'expliquer en admettant l'hypothèse de l'action tangentielle à la surface du conducteur.

L'ensemble des résultats montre que, dans nos conditions d'expériences :

1° Les théories donnant la formule $F = 2\pi\sigma^2$ ne sont pas vérifiées par l'expérience; 2° la théorie de Duhem s'approchant plus de la réalité est tout de même insuffisante; 3° les phénomènes attribués à la tension électrostatique, comme force normale à la surface du conducteur, sont dus à une autre manifestation du champ électrique. Ce sont les forces dirigées perpendiculairement aux lignes de force du champ qui semblent entrer en jeu. Son origine peut être placée soit, comme le fait M. de Heen, dans le mouvement des lignes, soit dans les pressions élastiques de Maxwell, perpendiculaires aux tubes de force.

Phénomènes cosmiques

Photographie des aurores boréales et nouvelle méthode pour mesurer leur altitude.

Par **Carl Störmer** [Christiania].

Comme on le sait, le problème qui consiste à prendre de photographies réussies de l'aurore boréale présente de grandes difficultés, tant à cause de la faible luminosité de l'aurore qu'à cause de sa mobilité, qui nécessite une pose de quelques secondes au plus.

Aussi n'existe-t-il qu'une seule photographie de courte pose (7 secondes) de l'aurore prise par *M. Brendel* à Bosekop le 1er février 1892.

L'année dernière M. Stormer fit une série d'expériences pour trouver les objectifs et les plaques les meilleurs possibles pour photographier l'aurore. Il a fini par choisir un objectif *cinématographique* de 25 millimètres de diamètre avec une distance focale de 50 millimètres et des plaques *Lumière à étiquette violette*.

Grâce à ce choix il a réussi à résoudre le problème en question. Pendant une expédition à Bosekop en février et mars de cette année, il a pris au total 800 photographies d'aurore parmi lesquelles la moitié environ était réussie. Le temps d'exposition a varié entre une fraction de seconde et environ 20 secondes selon l'intensité et la vivacité de l'aurore.

Dans une série de projections lumineuses, il fait voir au congrès les formes les plus caractéristiques de l'aurore, comme les arcs, bandes, draperies, rayons, plaques, etc.

Une fois le problème de photographie de l'aurore résolue, on a tout de suite une méthode excellente pour mesurer l'altitude de l'aurore. En effet, on n'aura qu'à photographier l'aurore de deux stations reliées par téléphone et à comparer la situation de l'aurore par rapport aux étoiles sur l'une et l'autre plaque; connaissant le temps et les constantes optiques de l'objectif, on aura alors toutes les données nécessaires pour calculer l'altitude de l'aurore et sa situation dans l'espace et cela avec une grande précision.

M. Stormer et son aide, le météorologue *J.-B. Birkeland*, ont pris 64 photographies, toutes réussies, des stations « Alten Kirke » (longitude 23° 15′,5 Est de Greenwich, latitude 69° 57′ 51″) et « Ovre Alten Skole » (longitude 23° 16′,4, latitude 69° 55′ 54″), avec une distance de de 4,5 kilomètres entre les deux.

Les plaques ne sont pas encore toutes mesurées, mais les hauteurs calculées varient entre 50 kilomètres et 200 kilomètres.

Quelques-unes de ces photographies ont été montrées au congrès en projections lumineuses.

On a ici, pour la première fois, une méthode facile et sûre pour mesurer l'altitude des aurores, problème qui a résisté si longtemps aux efforts des physiciens. Il est à espérer que l'application systématique de cette méthode donnera bientôt des résultats importants pour l'étude des aurores boréales.

Orages magnétiques et aurores polaires.

Par **Kr. Birkeland** [Christiania].

L'étude d'un grand nombre d'orages magnétiques dans 25 stations en 1902-1905 et dans 15 stations en 1882-1885 a permis à l'auteur d'acquérir une connaissance générale des orages magnétiques, de leur classification, de la façon dont ils se produisent et dont ils s'écoulent.

Il existe 4 types principaux d'orages magnétiques : les orages polaires positifs et négatifs et les orages équatoriaux positifs et négatifs.

L'auteur montre, au moyen de projections lumineuses, la répartition de la force au-dessus de la terre pendant ces différentes sortes d'orages magnétiques, telle qu'elle est mesurée et calculée par les magnétogrammes à des moments différents. Des graphiques permettent ensuite de se rendre compte de la fréquence des orages polaires positifs et négatifs, aux différents moments de la journée.

Comme suite aux études publiées antérieurement, on montre le champ de force magnétique d'un courant qu'on suppose se diriger en droite ligne et perpendiculairement vers la terre près de la ceinture d'aurore, après quoi il suit la terre, à une hauteur de 200 kilomètres, en un arc parallèle à la ceinture, pour la quitter ensuite le long d'un

rayon. Les cartes avec les forces perturbatrices *observées*, indiquées graphiquement, sont comparées avec les cartes où les forces se trouvent *calculées* d'après les données ci-dessus.

L'auteur croit pouvoir prouver que de tels orages magnétiques peuvent être produits par des actions magnétiques provenant des rayons corpusculaires du soleil, ces rayons formant autour de la terre un champ magnétique qui, dans différentes circonstances, donnera précisément lieu de préférence à des orages magnétiques des 4 types indiqués ci-dessus.

Au moyen de nombreuses projections prises au cours des essais faits avec un tore magnétique dans un grand tube de décharge, l'auteur montre comment les rayons cathodiques se manifestent autour d'un globe magnétique. Il suppose que lorsque le tore se trouve magnétisé à un tel point que les cercles polaires lumineux ont le même diamètre sphérique que la ceinture d'aurore sur la terre, le système rayonnant cosmique autour de la terre, qui provoque les aurores polaires et les orages mégnétiques, est conforme au système rayonnant cathodique autour du tore. Toutes les courbures pour les rayons cosmiques en dehors de la terre sont autant de fois moins grandes que les courbures correspondantes pour les rayons cathodiques en dehors du tore que le rayon de la terre est plus grand que celui du tore.

Les expériences ont permis de fixer $H.\rho = 5.106$ environ pour les rayons corpusculaires venant du soleil. Et précisément parce que la raideur magnétique est si grande, on peut supposer que les rayons peuvent s'échapper de la région solaire et pénétrer très profondément dans l'atmosphère terrestre, comme il est prouvé que le font quelquefois les rayons d'aurores polaires.

En se basant sur ses expériences et sur la supposition énoncée ci-dessus, relativement à la conformité des systèmes rayonnants autour de la terre et autour du tore, l'auteur donne une explication de la formation des draperies d'aurores et des plus importants phénomènes qui s'y rattachent.

Technique

Le nouvel institut pour le radium à Vienne.

Par **F. Exner** [Vienne].

La découverte de minerais particulièrement riches en radium à St. Joachimstal (Bohême), a fait à l'Autriche un devoir de faciliter l'extraction et l'étude du radium. L'Académie impériale des Sciences a d'abord entrepris la préparation d'une quantité de radium aussi grande que possible, sous un contrôle scientifique précis. Pour l'étude ultérieure, il a été construit, sur l'initiative d'un donateur privé, un Institut spécial du radium, muni de tous les moyens modernes. Il a été fait don de cet Institut à l'Académie, et l'Etat s'est chargé des frais d'entretien.

Partant de l'idée que toute application pratique du radium doit être précédée d'une investigation théorique, le fondateur a consacré l'Institut à des recherches exclusivement scientifiques, avant tout physiques et chimiques; le côté médical est exclu par principe, ce qui fait de l'établissement le seul de son genre au monde.

Ce but purement scientifique a réglé la construction et l'installation. Le bâtiment isolé a 3 étages, comprenant, outre la place nécessaire pour station, bibliothèque, etc., 20 salles de recherches montées de la façon la plus moderne. Un petit local sert à la chimie, la plus grande partie sert aux recherches physiques. Les appareils disponibles forment une collection qui représente 200 000 francs environ. L'édifice est attenant au nouvel Institut de Physique, ce qui facilitera le travail et accroîtra les moyens d'action.

L'Institut dispose de la provision de radium que possède l'Académie des sciences, savoir 3 grammes de chlorure de radium, dont 1 gramme est chimiquement pur (avec le poids atomique 225 pour le radium), le reste étant réparti en fractions inégalement actives. Mais on dispose aussi de tous les sous-produits de l'extraction du radium, dont l'étude scientifique est encore pleine de promesses. Entre autres on a isolé des quantités notables d'ionium, dont la science peut tirer grand parti.

La construction de l'Institut est terminée, l'installation le sera bientôt, de sorte que l'inauguration aura encore lieu cet automne. L'Institut, qui n'a pas pour but l'enseignement, mais la recherche, est ouvert à tous, et l'Académie des sciences se félicitera d'y voir travailler le plus grand nombre de chercheurs possible.

Transport télégraphique des photographies.

Par **A. Korn** [Berlin].

On peut distinguer trois méthodes principales de transport photographique à distance :

1° La méthode des cellules photoélectriques ;

2° La méthode du relief;

3° La méthode télautographique.

La méthode des cellules photoélectriques explore en transmettant la lumière transmise par une pellicule transparente, et cela au moyen de cellules (surtout de cellules à sélénium) dont les propriétés se modifient avec l'éclairement.

Quand on emploie des piles à sélénium, on obtient pour chaque élément de la photographie une certaine résistance de la pile, qui envoie un courant correspondant du récepteur ; là les courants variables permettent de reconstituer l'image par points.

La méthode du relief utilise a un transmetteur une photographie en relief, au charbon; un curseur explore l'image ligne par ligne, et selon que ce curseur est plus ou moins soulevé par le relief, il envoie des courants plus ou moins forts avec lesquels on reconstitue de nouveau l'image au récepteur.

La méthode télautographique commence par transformer la photographie en image noire et blanche à l'aide d'une trame de photogravure. L'image est reportée sur métal sensibilisé et traitée de façon que les noirs restent isolants, les blancs devenant conducteurs. Puis on explore ligne à ligne au moyen d'un curseur qui envoie un courant au récepteur quand il passe sur le blanc et pas de courant quand il passe sur le noir. La reconstitution au récepteur se fait comme pour les autres méthodes.

La méthode au sélénium, avec laquelle nous avons pour la première fois réussi en 1907 le transport télégraphique des photographies, a l'inconvénient, qu'à cause de la grande résistance, des fils les courants sont faibles et facilement influençables à grande distance par des effets voisins. Elle ne convient donc qu'aux lignes bien isolées, ne dépassant pas 1000 kilomètres. A distance plus grande, surtout s'il y a de fortes capacités (câbles sous-marins) il faut un relais optique au départ pour augmenter l'intensité des courants passant par la pile. Avec cet artifice on essaiera l'année prochaine d'opérer également sur des lignes sous-marines.

La *méthode du relief*, proposé par *Anastate* et *Belin*, a l'inconvénient de ne pas permettre une transmission rapide

quand le relief est fort; quand il est faible, de petites inexactitudes peuvent amener des fautes considérables. Les expériences de laboratoire avec clichés de transmission bien préparés ont souvent donné de bons résultats, mais je ne pense pas qu'il en soit ainsi aux grandes distances avec clichés de transmission préparés rapidement.

La *méthode télautographique* paraît pour le moment la plus pratique pour des lignes aériennes et des câbles courts, elle est la seule utilisée pour le service des journaux (sauf quelques transmissions occasionnelles au sélénium). Elle est d'ailleurs connue depuis environ 60 ans, mais jusqu'ici une grosse difficulté provenait de la lenteur de transmission. On distinguait ici entre les récepteurs *électrolytiques* et *électromécaniques*. Les premiers, au reçu du courant, donnaient un signe électrochimique, les seconds faisaient presser un style contre un papier. Tous les récepteurs n'enregistrent pas plus de 200 à 500 signaux à la seconde. L'appareil *Carbonnelle* a un meilleur rendement (style récepteur actionné par une membrane téléphonique), mais il exige des courants plus forts et par suite, aux grandes distances, des tensions inadmissibles.

La plus grande vitesse de transmission a été atteinte avec le *récepteur photographique* que j'ai construit il y a quelques années. Le récepteur est constitué par un *galvanomètre à fil*, dont le fil permet ou empêche l'accès de la lumière dans le récepteur selon qu'il passe ou ne passe pas de courant. Ces appareils ont permis l'année dernière d'enregistrer 1000 signaux à la seconde et l'on a pu transmettre à grande distance (Berlin-Paris), des clichés sur trame 9 × 9 en 9 minutes environ. Présentement on essaye de nouveaux appareils entre Berlin et Paris, avec enregistrement de 1500-2000 signaux à la seconde, ce qui permet une transmission de clichés 15 × 18 en 12 minutes. Pour lignes aériennes et câbles courts cette méthode télautographique est de beaucoup la meilleure. Pour câbles sous-marins longs la transmission au sélénium (avec éclair) reprend sa valeur.

Remarquons enfin que la méthode télautographique permet aussi des transmissions *sans fil*. On a fait déjà divers essais en ce sens avec *cohérence* à la réception. Mais l'emploi comme récepteur de galvanomètre à fil permet seul une vitesse de transmission suffisante pour la pratique. Des essais de ce genre ont été effectués ces deux dernières années avec la collaboration de *B. Glatzel* dans la station de photographie à distance du *Berliner Lokalanzeiger*.

(Traduit par Léon Brock.)

Générateur d'ondes non amorties à électrodes filiformes liquides.

Par **R. Goldschmidt** (Bruxelles).

Dans les différents générateurs d'ondes non amorties utilisés jusqu'à présent, on employait, comme électrode, entre lesquelles se produit l'arc, principalement des solides. C'est ainsi que Poulsen faisait jaillir l'arc entre deux charbons ou entre un charbon et une électrode de cuivre refroidie par de l'eau.

Ruhmer a construit un générateur d'ondes non amorties dans lequel l'arc se produit entre deux fils à section rectangulaire, constamment déplacés l'un par rapport à l'autre, pour présenter des surfaces de jaillement toujours nouvelles et un refroidissement intense.

Comme l'arc intercalé dans un circuit oscillatoire, alimenté par une source de courant de très haut voltage, est très court, la moindre rugosité ou la moindre inégalité dans les fils, produit des perturbations qui ont pour effet de modifier intensément l'énergie émise par l'antenne.

Hewitt a proposé l'utilisation, comme électrode, de gouttes de mercure, enfermées dans une ampoule de verre, vide d'air.

Nous avons fabriqué et fait breveter (D. R. P. N° 224, 590) un appareil établi avec la collaboration de M. le Dr Maurice Philippson, qui ne présente pas les inconvénients inhérents à l'usure des électrodes, comme cela se produit dans le dispositif de Poulsen, ni l'influence des irrégularités des fils de l'appareil de Ruhmer.

Les électrodes que nous utilisons sont de minces filets de mercure qui se croisent et entre lesquels jaillit l'arc.

L'appareil utilisé est très simple et consiste essentiellement en deux ajutages réglables par lesquels s'écoule le mercure en deux jets qui se croisent à angle droit dans des plans parallèles.

L'espace dans lequel se produisent les jets et l'arc est hermétiquement clos et peut être rempli de différents gaz, comme, par exemple, l'azote, empêchant toute oxydation ou toute altération du mercure au moment de son échauffement par l'arc.

Pour donner une pression suffisante au jet, et obtenir ainsi un fil absolument continu et régulier, nous avons placé le mercure s'écoulant par les orifices, sous pressions en surmontant chacun des ajutages d'un tube en fer de 1m,50 de hauteur environ. A la partie supérieure de ces tubes se trouvent des réservoirs qui sont continuellement remplis de mercure au moyen d'une pompe recueillant le métal au moment de la sortie du récipient dans lequel s'établit l'arc.

Comme les électrodes se renouvellent constamment, l'arc se produit toujours entre deux surfaces froides et nouvelles, rigoureusement identiques à elles-mêmes.

On peut agir sur les jets et les électrodes liquides, soit mécaniquement, soit magnétiquement, ou encore électromagnétiquement pour modifier la longueur de l'arc et par conséquent les trains d'ondes du circuit oscillatoire. On produit ainsi des signaux télégraphiques et des modulations correspondantes à celles de la voix, dans le cas de la téléphonie sans fil.

MM. Ducretet et Roger nous ont construit un appareil dans lequel les ajutages sont portés par des membranes métalliques de téléphones haut-parleurs. Quand on parle dans un microphone branché sur un circuit comportant une source de courant de 4 volts et 2 téléphones, on produit la vibration des membranes, des ajutages et des jets qui en sortent. Grâce à différentes vis de réglage, on peut rapprocher ou écarter les ajutages et les déplacer dans différents plans.

Dans les essais faits avec cet appareil, nous avons pu nous rendre compte qu'on pouvait obtenir une constance parfaite dans l'arc; l'aiguille de l'ampèremètre thermique branchée sur l'antenne reste absolument fixe pendant de longs espaces de temps.

Les applications à la téléphonie sans fil, par influence directe des jets, sont en ce moment à l'étude.

Sur la production de champs électrostatiques tournants.

Par **Anton Lampa** (Prague).

Cette communication contient une revue systématique des diverses publications parues à ce sujet depuis le premier travail de M. Arno; on y discute les dispositifs de Arno, Weiler, Guye et Denso, von Lang et Lampa. Celui

de von Lang satisfait seul à la condition de fournir un champ électrostatique tournant homogène d'une étendue relativement grande ; ce dispositif est fondé sur l'emploi, préconisé auparavant par Gorges, d'un courant ramifié. Le dispositif le plus simple est celui de Lampa. La communication donne aussi la théorie des principaux dispositifs.

(Traduit par Léon Kolowrat.)

Sur la résonance dans les circuits oscillatoires accouplés.

Par **P.-O Pedersen** [Copenhague].

Un système de n circuits oscillatoires, avec les constantes :

R_g ohm, L_g henry, C_g farad ($g = 1, 2, 3, \ldots n$), est accouplé au moyen des coefficients d'induction mutuelle L_{fg} ; f et g pouvant avoir toutes les valeurs de 1 à n, à l'exclusion toutefois des combinaisons $f = g$; on a $L_{fg} = L_{gf}$.

L'un des circuits, à savoir le circuit primaire désigné par l'indice 1, est excité par une $f.e.m.$ E.

$$E = E_0 \cos \omega t \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Ceci produit les courants :

$$I_1 = i_1 \cos(\omega t + \varepsilon_1), \quad I_g = i_g \sin(\omega t + \varepsilon_g), \quad (g = 2, 3, \ldots n) \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Les amplitudes et les phases des courants ainsi produits sont déterminées en fonction des coefficients de désyntonisation

$$i_g = \frac{1}{\left(\frac{\omega^2 L_g}{\omega R_g}\right)} \quad (g = 1, 2, 3, \ldots n) \quad \ldots \quad (3)$$

et des coefficients d'accouplement

$$y_{fg} = \frac{\omega L_{fg}}{\sqrt{R_f \cdot R_g}} \quad (f, g = 1, 2, 3, \ldots n ; f \neq g) \quad \ldots \quad (4)$$

Exemple 1. — Circuit primaire avec $n - 1$ circuits secondaires sans dépendance mutuelle ($L_{fg} \neq 0$; $L_{gg} = 0$ pour $f = 1$ et $g \geq 1$) :

$$\left.\begin{aligned}
i_1 &= \frac{E_0}{R_1} \cdot \frac{\cos \varepsilon_1}{\left(1 + \sum_2^n \frac{y_{1g}^2}{1 + i_g^2}\right)} ; \\
i_1 &= \sum_2^n i_g \frac{y_{1g}^2}{1 + i_g^2} \\
\operatorname{tg} \varepsilon_1 &= \frac{\quad}{1 + \sum_2^n \frac{y_{1g}^2}{1 + i_g^2}} \\
i_g &= \frac{E_0}{\sqrt{R_1 \cdot R_g}} \cdot \frac{y_{1g} \cdot \cos \varepsilon_1}{\sqrt{1 + i_g^2}\left(1 + \sum_2^n \frac{y_{1g}^2}{1 + i_g^2}\right)} \\
\operatorname{tg} \varepsilon &= \frac{i_g + \operatorname{tg} \varepsilon_1}{1 - i_g \cdot \operatorname{tg} \varepsilon_1} \\
\text{ou } \varepsilon &= \varepsilon_1 + \operatorname{arc\,tg} i_g
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (5)$$

Exemple 2. — Circuit primaire aux $n - 1$, circuits secondaires accouplés en série ($L_g (g + 1) \neq 0$, les autres $L_{fg} = 0$.

$$\left.\begin{aligned}
i_1 &= \frac{E_0}{R_1} \cdot \frac{\cos \varepsilon_1}{w_1} ; \quad \operatorname{tg} \varepsilon_1 = \frac{z_1}{w_1} . \\
i_2 &= \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\cos \varepsilon_1}{w_1} \cdot \frac{y_{12}}{\sqrt{z_2^2 + w_2^2}} ; \\
\varepsilon_2 &= \varepsilon_1 + \operatorname{arctg} \frac{z_2}{w_2} . \\
i_3 &= \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_3}} \cdot \frac{\cos \varepsilon_1}{w_1} \cdot \frac{y_{12}}{\sqrt{z_2^2 + w_2^2}} \cdot \frac{y_{23}}{\sqrt{z_3^2 + w_3^2}} ; \\
\varepsilon_3 &= \varepsilon_2 + \operatorname{arctg} \frac{z_3}{w_3} - \frac{\pi}{2} . \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
i_g &= \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_g}} \cdot \frac{\cos \varepsilon_1}{w_1} \cdot \frac{y_{12}}{\sqrt{z_2^2 + w_2^2}} \cdot \frac{y_{23}}{\sqrt{z_3^2 + w_3^2}} \\
&\ldots \frac{y_{(g-1)g}}{\sqrt{z_g^2 + w_g^2}} ; \quad \varepsilon_g = \varepsilon_{(g-1)} + \operatorname{arctg} \frac{z_g}{w_g} - \frac{\pi}{2} . \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (6)$$

Les grandeurs z_g et w_g sont formées de la façon suivante :

$$\left.\begin{aligned}
z_n &= x_n, \; w_n = 1 ; \; z_{n-1} = x_{n-1} - \frac{x_n y_{(n-1)n}^2}{1 + x_n^2} , \\
w_{n-1} &= 1 + \frac{y_{(n-1)n}^2}{1 + x_n^2} ; \\
z_{n-2} &= x_{n-2} - \frac{z_{n-1} y_{(n-2)(n-1)}^2}{z_{n-1}^2 + w_{n-1}^2} , \\
w_{n-2} &= 1 + \frac{w_{n-1} y_{(n-2)(n-1)}^2}{z_{n-1}^2 + w_{n-1}^2} \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
z_g &= x_g - \frac{z_{g+1} y_{g(g+1)}^2}{z_{(g+1)}^2 + w_{g+1}^2} , \\
w_g &= 1 + \frac{w_{g+1} y_{g(g+1)}^2}{z_{g+1}^2 + w_{g+1}^2} ; \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
z_1 &= x_1 - \frac{z_2 y_{12}^2}{z_2^2 + w_2^2} , \quad w_1 = 1 + \frac{w_2 y_{12}^2}{z_2^2 + w_2^2} .
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (7)$$

Le rapport $\frac{i_f}{i_g}$ ($f, g = 1, 2, 3, \ldots n$) est indépendant de x_1, c'est-à-dire du réglage du circuit primaire.

Si l'on désigne par P_g la puissance du circuit à indice g, le rendement du circuit primaire sera

$$\eta_1 = \frac{P_1}{\sum_g P_g} \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

Si l'on prend pour circuit primaire celui qui a l'indice g, on aura de même :

$$\eta_f = \frac{P_f}{\sum_g P_g}$$

η_f est également indépendant du réglage du circuit f.

La plus grande valeur que puisse prendre P_1 $\sum_{g=2}^{n} P_g$,

est

$$P_s = \frac{E_0^2}{8R_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Dans ce cas, on a $P_1 = P_s$, donc $\tau_1 = \frac{1}{2}$.

Courbes de résonance. — Un circuit donné peut posséder un ou plusieurs circuits subordonnés, c'est-à-dire des circuits qui reçoivent leur énergie exclusivement du circuit en question; ainsi tous les circuits secondaires sont subordonnés au primaire.

Si l'on maintient constants tous les paramètres du système à l'exception de x_g qu'on fait varier, on obtient, de la façon habituelle, une courbe de résonance pour le circuit g; pour tous les circuits subordonnés à celui-ci, on obtient en même temps une courbe identique. Si on appelle δ_g le décrément logarithmique correspondant à ces courbes de résonance, et δ_{0g} le décrément logarithmique du circuit g avant l'accouplement, on a

$$\delta_g = \delta_{0g} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad , \quad (10)$$

On considère ensuite plusieurs autres relations ayant rapport à la résonance, et on donne une représentation graphique du cas $n = 2$.

[Traduit par Léon Kolowrat.]

Action des radiations nouvelles sur les plantes.

Par **H. Guilleminot** (Paris).

On sait qu'il y a une grande analogie entre la composition et la structure de l'albumine cellulaire chez les animaux et chez les plantes; aussi l'étude de l'action des radiations sur les plantes n'intéresse-t-elle pas seulement le physiologiste au point de vue de la biologie générale, mais le médecin pour lequel elle constitue un vaste champ d'expérimentation et de comparaison.

Dans le règne végétal, plus que dans le règne animal, on prend sur le vif la puissante efficacité de l'énergie radiante sur les phénomènes vitaux. Depuis longtemps, on sait que suivant sa qualité, un rayonnement est apte ou n'est pas apte à provoquer, à activer ou à modérer certaines actions chimiques (fonction chlorophyllienne, phototropismes, etc.). On sait aussi que l'électricité, sous ses différentes formes, courants de conduction ou de convection, mouvements des ions électrolytiques, actions des potentiels statiques ou des oscillations hertziennes, exerce une influence manifeste sur la germination et la croissance. Nous avons enfin appris récemment que les radiations nouvelles, les rayons X, les rayons α, β, γ du radium, agissent puissamment sur l'évolution de la cellule végétale.

Si jusqu'ici on n'a constaté aucun tropisme provoqué par ces radiations, quand on se met à l'abri de toute fluorescence (Schobert, Errera, Molish, etc.), on a acquis la certitude qu'elles retardent les divisions cellulaires des parties en voie de développement, et en particulier, la croissance de l'embryon au moment de la germination. Elles sont capables de tuer cet embryon à hautes doses; elles pourraient peut-être l'exciter à doses faibles.

Je crois avoir démontré que les rayons X agissent sur les graines, quand on les emploie à doses suffisantes, absolument comme les rayons du radium, contrairement à l'opinion admise jusque-là. Mes expériences, ajoutées à celles de Matout, Kœrnicke et de beaucoup d'autres auteurs, montrent que l'action des radiations nouvelles sur la graine en vie latente se rapproche de celle des radiations lumineuses qui détruisent le pouvoir germinatif (Müntz, Van Tieghem, Bonnier, Jodin, Maquenne, Laurent, Tines Tammes...) probablement en provoquant une oxydation à une époque de la vie où toute oxydation est nuisible.

Du rapprochement des divers effets produits par les phénomènes électroniques de la nature, radiations vraies, radiations d'émission, courants électriques, est-il possible de déduire un rapport entre la quantité d'énergie consommée et les effets produits? Si l'on veut arriver à un résultat, il faut, semble-t-il, éliminer d'abord certaines transformations de l'énergie qui donnent lieu à des phénomènes tels que l'élévation thermique, les actions chimiques d'ions divers, etc., capables de produire secondairement des effets sur le plasma vivant. Cette élimination faite, on sera conduit à cette conclusion que, dans la limite de la gamme des radiations nouvelles, les effets biochimiques, produits sur la cellule végétale, paraissent être fonction des « doses efficaces » d'énergie radiante, vraiment fixées par la matière vivante; que cette loi s'étend peut-être à l'ultra-violet; que l'action chlorophyllienne est d'un ordre assez particulier, et qu'il s'agit là non d'une absorption plasmique simple, mais d'une absorption par des éléments différenciés et production d'actions chimiques secondaires; qu'enfin la spécificité d'action des rayons calorifiques fait aussi entrer en jeu des actions secondaires.

Ainsi on est amené par l'étude de la plante à la même conclusion que par celle de la cellule animale : il n'y a pas, pour les radiations nouvelles, spécificité d'action de telle ou telle qualité de rayonnement.

Communication reçue après le 1er septembre.

La détermination de la constante d'Avogadro (nouvelles mesures).

Par **Jean Perrin** (Paris).

Un premier Mémoire sur cette question a été publié par l'auteur sous *Le Radium*, 6, 1909, 555-560, Mouvement brownien et grandeurs moléculaires.

Sur le rôle de la dureté des tubes Röntgen.

Par **H. Bauer** (Berlin).

Sur une nouvelle théorie physique.

Par **Laureys** (Anvers).

L'évolution de la matière.

Par **Proumen** (Verviers).

Essais pour évaluer la période de l'iohium.

Par **F. Soddy** (Glasgow).

Sur un nouvel appareil pour les mesures radioactives.

Par **Weszelszky** (Budapest).

Quelques applications de l'électromètre à fils, en particulier aux problèmes de la radioactivité et de l'électricité atmosphérique.

Par **Wulf** (Wolkenburg).

L'éther et la gravité.

Par **Zemplen** (Budapest).

La radioactivité absolue et relative.

Par **Ziegler** (Winterthur).

ANALYSES

Électronique

Le mouvement relatif de l'éther et de la matière. — Harold A. Wilson (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 809-817). — Toutes les expériences qui avaient pour but de mettre en évidence le mouvement relatif de l'éther et de la matière, en particulier celles de Michelson et Morley où l'on a pu tenir compte des termes de l'ordre du carré de l'aberration (rapport de la vitesse de la matière à celle de la lumière), ont donné des résultats négatifs. C'est ce qui a conduit Lorentz à l'hypothèse d'une contraction de la matière dans une direction parallèle à sa vitesse.

M. Wilson remarque que toutes les expériences optiques ont été faites à la surface de la terre dans un plan horizontal. Elles n'ont donc démontré en toute rigueur que le fait suivant : la vitesse relative de la terre par rapport à l'éther n'a pas de *composante horizontale apparente*.

On pourra donc se passer de l'hypothèse de la contraction de Lorentz si l'on admet que sur la terre, la vitesse relative de l'éther est normale à la surface, à grande distance elle doit être constante en grandeur et direction, et égale à v. Le potentiel des vitesses Φ de l'éther, supposé un fluide incompressible, satisfait aux conditions :

Pour $r = a$ $\Phi =$ constante (a étant le rayon terrestre).

$$\text{Pour } r = \infty \quad \frac{\partial \Phi}{\partial x} = v \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0.$$

La solution de ce problème est connue : potentiel d'une sphère conductrice dans un champ uniforme

$$\Phi = v\left(\frac{a^3}{r^2} - r\right)\cos\Theta \qquad \Theta = \text{angle } (v, r).$$

La vitesse normale de l'éther à la surface de la terre n'est pas nulle mais égale à :

$$\left(\frac{d\Phi}{dr}\right) = 3v\cos\Theta.$$

Au point de vue physique, le courant d'éther sera sensiblement normal à la surface de la terre, si l'on suppose que la matière est constituée par des doublets : une source positive, et une source négative (sin K) de mouvement de l'éther. Ces doublets s'orientent dans le champ de vitesse de l'éther, comme les molécules d'un diélectrique ou d'un corps magnétique dans un champ de force électrique et magnétique. On sait que le champ électrique est à peu près perpendiculaire à la surface d'une sphère diélectrique de grand pouvoir inducteur spécifique.

Cette hypothèse rend compte de tous les faits observés, à condition de la combiner avec celle de Fresnel et Lorentz : la vitesse relative de la lumière relativement à l'éther est, à l'intérieur des corps transparents, égale à $V\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$, n étant l'indice de réfraction, de ne sais jusqu'à quel point ces deux hypothèses sont conciliables. De plus, la théorie de M. Wilson a pour conséquence nécessaire une polarité de la terre dans le sens de sa vitesse absolue. Une telle polarité n'a jamais été révélée par aucun phénomène. L. Bayer.

Polarisation des diélectriques dans un champ constant. — W. M. Thornton (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 390-407). — Lorsqu'on place un diélectrique dans un champ électrique, tout se passe comme si son pouvoir inducteur spécifique K croissait en fonction du temps à partir de l'instant où l'on crée le champ jusqu'à ce qu'il ait atteint une certaine valeur limite. Pour étudier ces variations apparentes de K, l'auteur taille dans la matière étudiée un petit ellipsoïde qu'il suspend dans le champ par un fil de quartz fin. La mesure de la variation de la période d'oscillation du système ainsi constitué, en fonction du temps, permet de déterminer à chaque instant après l'apparition du champ, la valeur de K. Pour les substances étudiées (quartz, soufre, paraffine, verre, résine, caoutchouc, ébonite, ambre, etc.), les résultats généraux sont les suivants :

K croît d'abord très rapidement, puis suivant une loi linéaire, et finalement semble tendre vers une limite. L'accroissement brusque de K semble correspondre à une polarisation normale de la molécule, sa variation linéaire ultérieure serait due à une continuation de la polarisation sous l'action des charges moléculaires voisines et l'expérience montre que la valeur limite de la polarisation est indépendante du champ qui l'a créée à l'intérieur du diélectrique.

Les courbes $K = f(t)$, t étant le temps compté à partir de l'instant où l'on a créé le champ, permettent aussi de déterminer les valeurs des résistances spécifiques ρ des substances étudiées.

h étant le champ extérieur primitif, h_1 le champ dans l'ellipsoïde diélectrique on a $h = \frac{h_1}{1 + Nk}$.

k étant la susceptibilité du diélectrique $\left(\frac{K-1}{4\pi}\right)$ et N une constante caractéristique des dimensions relatives des axes de l'ellipsoïde. On démontre facilement que la résistance spécifique ρ du corps étudié est donné par la relation

$$\rho = v^2 \left\{ 4\pi + (K-1)N \right\} \frac{1}{\frac{dK}{dt}} \; 10^9 \text{ ohms-cm.}$$

v étant le rapport des unités de quantité électromagnétique et électrostatique. Cette résistivité apparente croît naturellement avec le temps et quand la durée des oscillations de l'ellipsoïde atteint une valeur constante, ρ est infinie.

L'auteur cherche ensuite si le phénomène de courant pendant le temps où s'établit la polarisation est dû à des mouvements d'électrons libres, à des transports de charges comme dans l'électrolyse ou à une séparation de charges liées à la molécule.

Pour élucider cette question, il abandonne un ellipsoïde de verre dans un champ électrostatique jusqu'à ce que la durée de ses oscillations soit devenue constante, puis le sort du champ et le soumet au rayonnement d'un tube de bromure de radium quelques minutes. Il l'introduit ensuite à nouveau dans le champ et mesure la durée de ses oscillations. Cette dernière n'est pas modifiée comme elle devrait l'être s'il s'agissait de charges libres. L'auteur en conclut que le courant était dû seulement à des déplacements de charges liées à la molécule. J. Sayhores.

Le Gérant : Pierre Aubry. 67 251. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur les biréfringences électrique et magnétique.

Par P. LANGEVIN

Laboratoire de physique du Collège de France.

1. — MM. Cotton et Mouton ont récemment montré[1] que le champ magnétique possède la propriété, semblable à celle découverte par Kerr pour le champ électrique, de rendre biréfringents certains liquides purs, tous diamagnétiques, tels que le sulfure de carbone, la benzine, la nitrobenzine, etc.

Le phénomène magnétique, quoique beaucoup plus faible, présente avec le phénomène électrique un parallélisme remarquable : les corps qui présentent le premier présentent aussi le second ; la variation avec la longueur d'onde est la même pour tous deux, et l'influence de la température vient encore confirmer l'impression qu'ils doivent avoir une origine commune.

MM. Cotton et Mouton ont été ainsi conduits, après l'étude expérimentale remarquable qui leur a fourni les résultats précédents, à formuler l'hypothèse, déjà émise par M. Larmor[2] pour le phénomène de Kerr, que la biréfringence est due, dans un cas comme dans l'autre, à une action directrice exercée par le champ sur les molécules du liquide et qui les orienterait parallèlement les unes aux autres si l'agitation thermique ne s'y opposait.

Le mécanisme proposé est analogue à celui dont je me suis servi[3] pour expliquer les propriétés des corps paramagnétiques, composés de molécules aimantées de façon permanente qu'un champ magnétique extérieur oriente de plus en plus complètement à mesure que son intensité augmente ; les mêmes procédés de calcul me permettent de développer quantitativement les conséquences de l'hypothèse formulée par MM. Cotton et Mouton et de montrer qu'elle suffit à expliquer complètement le phénomène de Kerr, comme celui qu'ils ont observé.

2. Orientation dans le champ électrique.

Nous supposerons dans tout ce qui va suivre que les molécules de la substance considérée possèdent un axe principal de symétrie et ont par conséquent, aux points de vue électrique, magnétique et optique, la symétrie d'un ellipsoïde de révolution, avec la même direction d'axe pour les trois propriétés. Ce cas particulier, dans lequel rentre certainement la benzine, conduit à des calculs beaucoup plus simples que celui de l'anisotropie complète. On traiterait d'ailleurs ce dernier cas en suivant la même marche et sans autre difficulté que l'intervention d'un plus grand nombre de paramètres. Le premier nous suffira pour montrer l'accord excellent de la théorie avec les faits.

La biréfringence magnétique n'ayant été observée jusqu'ici que sur des substances diamagnétiques, nous admettons tout d'abord que la molécule, en l'absence de champ extérieur, ne possède aucun moment magnétique, ni d'ailleurs aucune polarisation électrique, conformément aux hypothèses habituelles sur les diélectriques.

L'action directrice d'un champ extérieur est uniquement due à ce que la molécule ne se polarise pas avec la même facilité dans la direction de son axe et dans les directions perpendiculaires.

Occupons-nous d'abord du phénomène électrique.

Soit α_1 le coefficient de proportionnalité du moment pris par la molécule dans la direction de son axe à l'intensité du champ extérieur agissant dans cette direction, et α_2 le coefficient correspondant pour une direction perpendiculaire.

Si l'axe de la molécule fait l'angle θ avec la direction du champ h' dans lequel la molécule est placée, celle-ci va prendre un moment $\alpha_1 h' \cos\theta$ dans la direction de son axe et $\alpha_2 h' \sin\theta$ pour la direction perpendiculaire à l'axe dans le plan qui contient cet axe et la direction du champ.

Par raison de symétrie le champ $\vec{h'}$ qui agit sur une molécule isolée est dirigé comme le champ électrique $\vec{h}$ que l'on crée de l'extérieur au point où se trouve la molécule, mais diffère de celui-ci en intensité à cause de la polarisation des molécules environnantes.

Il est facile de calculer l'énergie potentielle relative de la molécule considérée et du champ h' qui la polarise : on sait qu'un système polarisable qui prend un moment diélectrique $\vec{M}$ proportionnel au champ $\vec{h}$

1. A. Cotton et H. Mouton, *C. R.*, **144** (1907) 229, *Ann. Ch. Ph.*, **11** (1907) 145 et 289 ; A. **19** (1910) ; A. **20** (1910) 194.
2. J. Larmor, *Phil. Trans.*, A **190** (1898) 252.
3. P. Langevin, *Ann. Ch. Ph.*, **5** (1905) 70.

dans lequel il est placé, possède par rapport à celui-ci une énergie potentielle :

$$w = \frac{1}{2}\vec{M}.\vec{h}$$

égale à la moitié du produit scalaire des deux vecteurs $\vec{M}$ et $\vec{h}$. Il en résulte dans le cas actuel :

$$w = -\frac{1}{2}\alpha_1 h'^2 \cos^2\theta + \alpha_2 h'^2 \sin^2\theta$$
$$= \frac{\alpha_2 h'^2}{2} - \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} h'^2 \cos^2\theta.$$

En l'absence d'agitation thermique, les diverses molécules se placeraient toutes de manière que l'énergie potentielle w soit minimum, c'est-à-dire avec leur direction de plus facile polarisation parallèle au champ extérieur. Mais l'agitation thermique s'oppose à cette orientation commune et un équilibre statistique s'établit dans lequel les molécules se distribuent entre les diverses configurations possibles, c'est-à-dire entre les diverses valeurs possibles de l'angle θ, en suivant la loi fondamentale de théorie cinétique donnée par Boltzmann[1]. Le nombre des molécules dont l'axe est compris dans un angle solide $d\omega$ autour d'une direction caractérisée par l'angle θ est proportionnel à :

$$(1) \qquad e^{-\frac{w}{rT}} d\omega.$$

T étant la température absolue du système et r la constante des gaz parfaits pour une seule molécule. Si N est le nombre des molécules par unité de volume de la substance, c la concentration de celle-ci en molécules-gramme par unité de volume et R la constante des gaz pour une molécule-gramme, on a :

$$(2) \qquad Nr = Rc.$$

Si l'on prend pour angle solide $d\omega$ celui qui contient toutes les directions d'axes moléculaires faisant avec le champ extérieur des angles compris entre θ et $\theta + d\theta$, on a :

$$d\omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta$$

et si dN représente le nombre des molécules de l'unité de volume dont l'axe est situé dans l'angle solide considéré, on a :

$$(3) \qquad dN = C_0 e^{-\frac{w}{rT}} \sin\theta\, d\theta$$

ou, comme il s'agit uniquement de la distribution entre les diverses orientations possibles :

$$(4) \qquad dN = C e^{\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2rT} h'^2 \cos^2\theta} \sin\theta\, d\theta.$$

La constante C est déterminée par la condition que le nombre total des molécules, pour l'ensemble des valeurs de θ depuis 0 jusqu'à π, soit égal à N ou :

$$(5) \qquad N = C \int_0^\pi e^{\mu \cos^2\theta} \sin\theta\, d\theta$$

en posant :

$$\mu = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2rT} h'^2.$$

La polarisation, ou moment électrique $\vec{a}$ de la substance par unité de volume, est la somme géométrique des moments individuels des diverses molécules présentes dans l'unité de volume. Par raison de symétrie ce vecteur aura la direction de $\vec{h}$ ou de $\vec{h'}$ et sa valeur absolue sera la somme algébrique des projections des moments individuels sur cette direction. Pour une molécule d'axe orienté dans la direction θ, cette projection est :

$$(6) \qquad (\alpha_1 \cos^2\theta + \alpha_2 \sin^2\theta) h$$

d'où

$$(7) \qquad a = h \int (\alpha_1 \cos^2\theta + \alpha_2 \sin^2\theta)\, dN$$
$$= [\alpha_1 + J(\alpha_2 - \alpha_1)] N h'.$$

avec

$$(8) \qquad J = \frac{1}{N} \int \sin^2\theta\, dN$$
$$= \int_0^\pi e^{\mu \cos^2\theta} \sin^3\theta\, d\theta : \int_0^\pi e^{\mu \cos^2\theta} \sin\theta\, d\theta.$$

Les expressions précédentes se simplifient si l'on remarque que, dans tous les cas réalisables, la quantité μ est toujours très petite devant l'unité.

Pour nous en convaincre, examinons ce qui se passe pour h' très petit : μ étant alors négligeable, on trouve aisément J égal à $\frac{2}{3}$, et par suite :

$$\vec{a} = \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3} N \vec{h'}.$$

D'ailleurs, les centres des molécules restant distribués dans l'espace de manière irrégulière, le champ $\vec{h'}$ qui agit sur une molécule est, comme dans le cas des milieux isotropes, le champ à l'intérieur d'une cavité sphérique creusée dans la substance, c'est-à-dire, en employant le système électrostatique d'unités :

$$\vec{h'} = \vec{h} + \frac{4\pi}{3} \vec{a}$$

$\vec{a}$ est donc proportionnel à $\vec{h}$ et le coefficient de proportionnalité est la *susceptibilité* diélectrique k de la substance, liée au pouvoir *inducteur spécifique* K par la relation

$$K = 1 + 4\pi k.$$

[1] L. Boltzmann, *Théorie des gaz*, trad. Galotti, 1re partie, 127, Gauthier-Villars, 1902.

On déduit de ces relations :

$$(9) \qquad \alpha_1 + 2\alpha_2 = \frac{9(K-1)}{4\pi N(K+2)}$$

$$\vec{d} = \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3} N \frac{K+2}{3} \vec{h} = \frac{K+2}{3} \vec{h}.$$

Il est facile de tirer de là une limite supérieure de la quantité μ ; on a, en effet, en ne considérant que les valeurs absolues,

$$(10) \qquad \mu < \frac{9}{8\pi NrT} \frac{K-1}{K+2} h'^2 = \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{8\pi RTc} h'^2.$$

Les plus grandes valeurs réalisables pour le champ h sont inférieures à 100.000 volts par centimètre, ou environ 300 unités électrostatiques C.G.S. ; d'autre part, pour les liquides purs étudiés, le poids moléculaire est de l'ordre de 100, la densité voisine de l'unité, de sorte que la concentration c en molécules-gramme par centimètre cube est de l'ordre de $\frac{1}{100}$; enfin R a pour valeur $8{,}3 \times 10^7$ en unités C.G.S. et, à la température ordinaire, T est voisin de 300 ; dans ces conditions :

$$\mu < 1{,}5 \times 10^{-4}$$

μ est donc au plus de l'ordre du dix-millième dans les champs les plus intenses, pour les liquides considérés. Cela signifie que la distribution des axes moléculaires entre les diverses directions s'écartera toujours extrêmement peu de l'uniformité qui existe en l'absence de champ électrique : l'agitation thermique l'emportera toujours de beaucoup sur l'action directrice du champ extérieur.

La très faible anisotropie d'orientation des molécules sera révélée par les phénomènes optiques, extrêmement sensibles, si les molécules n'ont pas les mêmes propriétés optiques dans la direction de l'axe et dans les directions perpendiculaires ; mais cette anisotropie ne se fera pas sentir dans les propriétés électriques : la polarisation $\vec{d}$ restera proportionnelle au champ, au degré de précision des mesures, pour toutes les valeurs de celui-ci.

En effet, étant donnée la très faible valeur de μ, nous pouvons utiliser des développements suivant les puissances croissantes de μ, limités aux tout premiers termes. En remplaçant ainsi :

$$e^{\mu \cos^2 \theta}$$

par $1 + \mu \cos^2\theta$, on obtient, au même degré d'approximation :

$$(11) \qquad J = \frac{2}{3}\left(1 - \frac{2\mu}{15}\right)$$

et par suite :

$$\vec{d} = \left[\frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3} + \frac{4\mu(\alpha_1 - \alpha_2)}{45}\right] N\vec{h}.$$

Étant donné l'ordre de grandeur de μ, le second terme entre crochets est tout à fait négligeable par rapport au premier, et le commencement d'orientation des molécules ne se fait pas sentir sur le coefficient de proportionnalité de la polarisation au champ.

Le calcul précédent permet d'obtenir de manière complète la loi de variation de la polarisation avec le champ pour un liquide composé de molécules anisotropes ; cette loi ne s'écarterait de la proportionnalité que pour des liquides de très grand poids moléculaire, pris à température aussi basse que possible.

Dans les conditions ordinaires, la loi de distribution (4) devient :

$$(12) \qquad dN = \left[1 + \mu\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right)\right] \sin\theta \, d\theta$$

c'est-à-dire qu'elle s'écarte de la distribution isotrope de quantités proportionnelles à μ ou au carré du champ électrique. La biréfringence que nous montrerons proportionnelle à μ, devra varier elle aussi, proportionnellement au carré du champ : c'est précisément la loi de Kerr. Soient n_1 et n_2 les indices de réfraction pour deux rayons lumineux de longueur d'onde λ dans le vide, se propageant perpendiculairement au champ électrique et polarisés, le premier perpendiculairement, le deuxième parallèlement à la direction du champ ; l'expérience donne :

$$(13) \qquad \frac{n_1 - n_2}{\lambda} = \gamma h^2$$

γ étant la *constante de Kerr*, variable avec la longueur d'onde et la nature de la substance ; cette biréfringence électrique, mesurée par γh^2, doit être proportionnelle à μ avec un coefficient déterminé par les propriétés optiques de la substance, par la dissymétrie optique des molécules. Nous examinerons de plus près cette relation entre la biréfringence et l'anisotropie d'orientation déterminée par le coefficient μ.

Il nous sera commode, pour la suite, de caractériser la *dissymétrie électrique* de la substance par le rapport :

$$(14) \qquad \delta = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + 2\alpha_2}$$

nécessairement inférieur à l'unité en valeur absolue.

En vertu des équations (2), (6) et (9), μ s'exprime en fonction de δ par la relation :

$$(15) \qquad \mu = \frac{(K-1)(K+2)}{8\pi RTc} \delta h^2.$$

3. Orientation dans le champ magnétique. — Sous l'action d'un champ magnétique H, les molécules se polarisent diamagnétiquement par un mécanisme dont j'ai développé ailleurs la théorie ; la faiblesse de cette polarisation rend inutile ici la distinc-

tion entre le champ qui agit sur une molécule et le champ magnétique H créé de l'extérieur.

Si les molécules sont dissymétriques et si l'axe de l'une d'elles fait l'angle θ avec la direction du champ magnétique, les composantes de son moment magnétique dans la direction de l'axe et perpendiculairement à celui-ci seront respectivement :

$$\beta_1 H \cos\theta \qquad \text{et} \qquad \beta_2 H \sin\theta$$

β_1 et β_2 étant deux coefficients caractéristiques de la molécule au point de vue magnétique et d'ailleurs négatifs tous deux.

Comme dans le cas du champ électrique, si β_1 et β_2 sont différents, le moment résultant de la molécule ne sera pas dans la direction du champ et il en résultera un couple tendant à placer la molécule avec sa direction de moindre susceptibilité diamagnétique dans la direction du champ. Cette action, superposée à l'agitation thermique, donnera lieu à un équilibre statistique avec une loi de distribution des axes moléculaires entre les diverses orientations possibles donnée par la formule :

$$(16) \qquad dN = C' e^{\frac{\mu}{2rT} H^2 \cos^2\theta} \sin\theta \, d\theta,$$

en posant :

$$(17) \qquad \mu = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2rT} H^2$$

la constante C' est déterminée par l'équation :

$$N = C' \int_0^\pi e^{\mu \cos^2\theta} \sin\theta \, d\theta.$$

D'une analyse semblable à celle du paragraphe précédent, il résultera pour l'aimantation A ou polarisation magnétique de la substance, la valeur :

$$(18) \qquad A = \left[\beta_1 + J(\beta_2 - \beta_1)\right] NH$$

avec

$$J = \frac{1}{N} \int_0^\pi \sin\theta \, dN$$

$$\int_0^\pi e^{\mu \cos^2\theta} \sin\theta \, d\theta : \int_0^\pi e^{\mu \cos^2\theta} \sin\theta \, d\theta.$$

Quand H est très faible, la *susceptibilité magnétique* κ de la substance, coefficient de proportionnalité de A à H, est donnée par :

$$(19) \qquad \kappa = \left(\beta_1 + \frac{2\beta_2}{3}\right) N.$$

En introduisant pour mesurer la *dissymétrie magnétique* le rapport :

$$(20) \qquad \Delta = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + 2\beta_2}$$

nécessairement inférieur à l'unité en valeur absolue, la quantité μ' qui mesure l'anisotropie d'orientation due au champ magnétique est donnée, en tenant compte de (17), (19) et (20), par :

$$(21) \qquad \mu = \frac{3\kappa}{2RTc} \Delta H^2.$$

Cette formule se déduit aisément de la formule électrique correspondante (15) en remplaçant dans cette dernière le pouvoir inducteur spécifique K par la perméabilité $1 + 4\pi\kappa$ et en tenant compte de la petitesse de κ par rapport à l'unité.

On déduit facilement de là que μ' est toujours très petit : les valeurs réalisables de H sont toujours inférieures à 10^5 unités électromagnétiques C.G.S ; κ pour les liquides est inférieur à 10^{-6}, c est de l'ordre 10^{-2} et Δ est inférieur à l'unité ; donc :

$$\mu' < 10^{-3}.$$

L'anisotropie d'orientation due au champ magnétique est donc toujours extrêmement faible, et l'on peut, en se limitant aux termes du premier ordre en μ', écrire pour la relation entre l'aimantation et le champ :

$$A = \left[\beta_1 + \frac{2\beta_2}{3} + \frac{4\mu(\beta_1 - \beta_2)}{45}\right] NH$$
$$= \left[1 + \frac{4\mu\Delta}{15}\right] \kappa H.$$

La susceptibilité n'est donc pas modifiée de manière appréciable par l'effet d'orientation, et, pour cette raison, j'ai pu à bon droit négliger cet effet dans la théorie des phénomènes diamagnétiques. Mais il se trouve que les phénomènes optiques sont assez délicats pour mettre en évidence cette conséquence de la dissymétrie moléculaire ; MM. Cotton et Mouton ont eu le grand mérite d'en signaler l'importance.

La loi de distribution donnée par (16) devient, au même ordre d'approximation :

$$(22) \qquad dN = \left[1 + \mu\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right)\right] \sin\theta \, d\theta$$

et correspond à une biréfringence proportionnelle à μ, *de la même manière dont la biréfringence électrique est proportionnelle* à μ.

On retrouve ainsi la proportionnalité de la biréfringence magnétique au carré du champ, obtenue expérimentalement par Cotton et Mouton ; d'après la formule :

$$(23) \qquad \frac{n_1 - n_2}{\gamma} = CH^2$$

où la constante C joue le même rôle que la constante γ de Kerr.

4. — Comparaison des deux biréfringences.

Si nous admettons, comme l'indiquent les faits expérimentaux, que les deux effets magnétique et

électrique sont dus à une même cause, l'anisotropie d'orientation, la biréfringence doit être la même lorsque l'anisotropie d'orientation est la même, que son origine soit électrique ou magnétique, c'est-à-dire lorsque μ est égal à μ'. Autrement dit, les biréfringences magnétique et électrique doivent être entre elles comme μ' est à μ.

Donc :

$$\frac{CH^2}{\gamma h^2} = \frac{\mu}{\mu}$$

ou encore, en vertu de (15) et (23)

$$(24) \qquad \frac{\Delta}{\delta} = \frac{(K-1)(K+2)}{12\pi\kappa}\,\frac{C}{\gamma}.$$

Si donc l'explication proposée est exacte, le rapport $\frac{\Delta}{\delta}$ des deux dissymétries magnétique et électrique peut se calculer en fonction de grandeurs données toutes par l'expérience.

Je vais faire l'application numérique de ce résultat pour le benzol et le sulfure de carbone dont les diverses constantes électriques et magnétiques sont bien connues ; il résulte d'ailleurs des expériences de Cotton et Mouton sur la dispersion des deux biréfringences que le rapport $\frac{C}{\gamma}$, comme le veut la formule (24), est indépendant de la longueur d'onde ; il suffira donc de prendre les valeurs de ces constantes pour une même longueur d'onde, celle de la raie D du sodium par exemple.

Pour le benzol, on a, en unités C.G.S, électromagnétiques pour κ et C, électrostatiques pour K et γ :

$$\kappa = -0{,}7 \times 10^{-6} \qquad C = 7{,}5 \times 10^{-15} \qquad K = 2{,}21$$
$$\gamma = 0{,}58 \times 10^{-7}$$

d'où

$$\frac{\Delta}{\delta} = 5{,}8.$$

Pour le sulfure de carbone, avec les mêmes unités :

$$\kappa = -0{,}77 \times 10^{-6} \qquad C = -5{,}7 \times 10^{-15}$$
$$K = 2{,}72 \qquad \gamma = 5{,}7 \times 10^{-7}$$
$$\frac{\Delta}{\delta} = +0{,}45.$$

Pour ces deux liquides le rapport des dissymétries est assez voisin de l'unité ; il n'y a par conséquent pas de disproportion entre les deux dissymétries électrique et magnétique ; les deux liquides appartiennent cependant à des types très différents : dans la benzine, les deux dissymétries ont des sens opposés ; la direction de plus facile polarisation électrique est en même temps celle de plus difficile polarisation diamagnétique, et d'autre part la dissymétrie magnétique y est plus grande que l'autre. Pour le sulfure de carbone, le contraire a lieu au point de vue du sens et de la grandeur relative.

Pour le nitrobenzol, le phénomène de Kerr est énorme, environ mille fois plus grand que pour le benzol ; cette différence est due à la très grande valeur du pouvoir inducteur spécifique du nitrobenzol grâce auquel un faible champ électrique peut produire un effet d'orientation considérable. Il est remarquable que, malgré la très grande différence des biréfringences électriques, le rapport des dissymétries $\frac{\Delta}{\delta}$ reste le même pour le nitro-benzol que pour le benzol. On a en effet pour le premier de ces corps, à la température de 22° environ :

$$\kappa = -0{,}75 \times 10^{-6} \qquad C = 2{,}9 \times 10^{-15}$$
$$K = 36 \qquad \gamma = 5{,}5 \times 10^{-7}$$

d'où

$$\frac{\Delta}{\delta} = -5{,}8.$$

Les vérifications quantitatives de la théorie précédente vont ressortir d'une analyse plus détaillée de la relation entre la biréfringence et l'anisotropie d'orientation. Nous en déduirons tout d'abord des relations conformes aux faits entre les indices n_1 et n_2 et l'indice n_0 du liquide à l'état normal d'orientation isotrope.

Nous y trouverons ensuite le moyen de calculer la dissymétrie électrique δ puis la dissymétrie magnétique Δ en utilisant les rapports précédents. Et les valeurs ainsi obtenues *seront inférieures à l'unité*, prouvant ainsi la cohérence de notre théorie.

5. Réfraction par des molécules dissymétriques. — Pour aller plus loin, nous allons reprendre la théorie électromagnétique de la propagation d'une onde périodique plane dans un milieu contenant des molécules dissymétriques à axe principal.

Dans chacune de ces molécules nous admettrons la présence d'électrons liés auxquels la molécule doit à la fois ses propriétés électriques et ses propriétés optiques. Pour que ces propriétés soient dissymétriques, il est nécessaire que les forces intérieures à la molécule qui tendent à ramener un électron lié vers sa position d'équilibre quand il en est écarté ne suivent pas la même loi dans les diverses directions. Soient, pour cet électron particulier, x et y les composantes, parallèle et perpendiculaire à l'axe moléculaire, du déplacement à partir de la position d'équilibre ; nous représenterons par $-c_1 x$ et $-c_2 y$ les composantes dans ces mêmes directions de la force qui résulte de ce déplacement. Si e est la charge électrique et m la masse de cet électron, et si h représente comme précédemment le champ électrique agissant sur la molécule dans une direction qui fait

l'angle ε avec l'axe de celle-ci, les équations du mouvement de l'électron sont données par :

$$(25)\quad \begin{aligned} m\frac{d^2x}{dt^2} &= c_1 x - eh\cos\varepsilon \\ m\frac{d^2y}{dt^2} &= c_2 y - eh\sin\varepsilon \end{aligned}$$

Si le champ h est produit par le passage d'une onde plane polarisée rectilignement, de période T ou de pulsation $\omega = \frac{2\pi}{T}$, l'angle ε reste constant et h est de la forme :

$$h = h_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

Les équations (25) admettent pour solution de régime permanent :

$$x = \frac{eh\cos\varepsilon}{c_1 - m\omega^2} \qquad y = \frac{eh\sin\varepsilon}{c_2 - m\omega^2}.$$

Le déplacement des électrons intérieurs à la molécule donne à celle-ci un moment électrostatique égal à la somme géométrique des produits obtenus en multipliant pour chaque électron son déplacement par sa charge. Il en résulte pour la projection de ce moment sur la direction du champ h :

$$(26)\quad \sum e(x\cos\varepsilon + y\sin\varepsilon)$$

$$\sum\left(\frac{e^2h\cos^2\varepsilon}{c_1 - m\omega^2} + \frac{e^2h\sin^2\varepsilon}{c_2 - m\omega^2}\right)$$

la sommation s'étendant à tous les électrons présents dans une molécule. Posons

$$(27)\quad \sigma_1 = \sum\frac{e^2}{c_1 - m\omega^2} \qquad \sigma_2 = \sum\frac{e^2}{c_2 - m\omega^2}$$

il vient pour la projection du moment moléculaire sur la direction du champ :

$$(28)\quad (\sigma_1\cos^2\varepsilon + \sigma_2\sin^2\varepsilon)h.$$

Les coefficients σ_1 et σ_2 sont deux constantes caractéristiques de la molécule au point de vue optique, à partir desquelles nous définirons la *dissymétrie optique* de celle-ci, comme nous avons défini la dissymétrie électrique à partir de γ_1 et γ_2. Il y a d'ailleurs un lien étroit entre les σ et les α, qui résulte de la comparaison des équations (6) et (28). Si l'on suppose h constant, c'est-à-dire ω égal à zéro, les σ deviennent égaux aux γ. La *dissymétrie optique* :

$$(29)\quad \delta = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + 2\sigma_2}$$

variable avec la longueur d'onde, se confond avec la *dissymétrie électrique* δ pour une longueur d'onde infinie.

Il n'est peut-être pas inutile de montrer qu'on obtient aisément un modèle simple pour la molécule dissymétrique envisagée ici en modifiant légèrement l'atome de J.-J. Thomson[1]. On sait que ce physicien imagine une sphère remplie d'électricité positive avec une densité uniforme en volume et, mobiles à son intérieur, des électrons négatifs dont la charge totale est égale en valeur absolue à celle de la sphère. Un semblable modèle a déjà rendu de grands services, tant à J.-J. Thomson lui-même qu'à d'autres physiciens, H. A. Lorentz en particulier[2]. Il nous suffira de remplacer la sphère par un ellipsoïde de révolution, par exemple, pour avoir un système dont les diverses directions correspondent à des propriétés électriques et optiques différentes. Il suffirait d'admettre une circulation permanente de ces mêmes électrons pour représenter également les propriétés magnétiques.

Remarquons encore que la dissymétrie supposée correspond à l'existence, pour chaque électron, de deux périodes propres, avec les pulsations :

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{c_1}{m}} \qquad \omega_2 = \sqrt{\frac{c_2}{m}}$$

sur lesquelles on pourra être renseigné par les spectres d'émission ou d'absorption de la substance ou encore par sa loi de dispersion. Nous verrons plus loin, en appliquant nos formules au cas des cristaux biréfringents, qu'on peut tirer de cette remarque des vérifications quantitatives de la théorie.

La contribution apportée par la molécule considérée à la *polarisation électrique* de la substance sous l'action de l'onde lumineuse étant donnée par la formule (28), cette polarisation aura pour valeur :

$$(30)\quad \alpha = h\int(\sigma_1\cos^2\varepsilon + \sigma_2\sin^2\varepsilon)\,d\Lambda = Ph.$$

Supposons d'abord les molécules orientées indifféremment dans toutes les directions ; on peut prendre :

$$d\Lambda = \frac{\lambda}{2}\sin\varepsilon\,d\varepsilon$$

et l'intégrale P devient :

$$(31)\quad P_0 = \frac{\lambda}{2}\int_0^{\pi}(\sigma_1\cos^2\varepsilon + \sigma_2\sin^2\varepsilon)\sin\varepsilon\,d\varepsilon = \lambda\frac{\sigma_1 + 2\sigma_2}{3}.$$

Si les molécules ne sont pas orientées de manière isotrope, l'intégrale P est variable avec la direction du champ h', c'est-à-dire avec le plan de polarisation de l'onde considérée ; il y a biréfringence.

Si la distribution des axes moléculaires est déterminée par l'angle θ que forme l'axe d'une molécule

1. J. J. Thomson. *The corpuscular theory of matter*. Chap. 6 et 7. Londres, 1907.

2. H. A. Lorentz. *The theory of electrons*, (Teubner, 1909) 117.

avec une direction privilégiée (champ électrique constant dans le phénomène de Kerr ou champ magnétique dans le phénomène de Cotton et Mouton), nous considérerons deux cas principaux dans lesquels le plan de polarisation sera perpendiculaire (onde extraordinaire) ou parallèle (onde ordinaire) à cette direction privilégiée.

Dans le premier cas, le champ électrique dans l'onde, et par suite le champ h' que celle-ci fait agir sur une molécule, est parallèle à la direction privilégiée ; l'angle ε se confond avec θ et l'on obtient pour P la valeur particulière P_1 :

$$(32)\qquad P_1 = \int (\sigma_1 \cos^2\theta + \sigma_2 \sin^2\theta)\, dN = \sigma_1 + J(\sigma_2 - \sigma_1) N$$

J représentant toujours l'intégrale :

$$J = \frac{1}{N}\int \sin^2\theta\, dN.$$

Dans le second cas, h' est perpendiculaire à la direction privilégiée autour de laquelle sont distribués les axes moléculaires, et l'on obtient sans peine pour la valeur P_2 de l'intégrale P dans ce cas particulier :

$$(33)\qquad P_2 = \left[\sigma_2 - \frac{J}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)\right] N.$$

Il n'y a pas lieu de tenir compte d'une influence du champ électrique ou du champ magnétique présents dans l'onde lumineuse sur l'orientation des molécules ; pour les radiations ordinairement employées, l'intensité de ces champs est beaucoup trop faible : l'onde lumineuse prend les molécules telles que les dispose l'influence du champ électrique ou du champ magnétique extérieurs.

Dans la relation (30), relative à une direction déterminée du plan d'onde, remplaçons le champ h', dû à l'action superposée de l'onde lumineuse et de la polarisation a qu'elle produit en fonction du champ h dans cette onde, il vient :

$$(34)\qquad a = P\left(h + \frac{4\pi a}{3}\right)$$

première relation entre a et h.

Pour en obtenir une seconde, il nous faut écrire les équations de propagation sous la forme de Maxwell-Hertz, où Z désignera la direction normale au plan de l'onde. Dans les cas principaux considérés pour la direction de ce plan, ou dans le cas d'une substance isotrope, le champ électrique h qu'elle produit est situé dans le plan de l'onde, et les équations, écrites dans le système électrostatique C.G.S. prennent la forme particulièrement simple :

$$V^2 \frac{dh}{dz} = \frac{dH}{dt}$$
$$\frac{dH}{dz} = \frac{db}{dt}$$

V est la vitesse de la lumière dans le vide, H le champ magnétique dans l'onde et $b = h + 4\pi a$ est l'induction électrique produite par l'onde. En éliminant H entre ces équations et remplaçant b par sa valeur, il vient :

$$V^2 \frac{d^2h}{dz^2} = \frac{d^2}{dt^2} h + 4\pi a$$

Si n est l'*indice de réfraction* de la substance pour l'onde considérée, celle-ci se propage avec la vitesse $\frac{V}{n}$ (vitesse de la phase) et h est de la forme

$$h = h_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{nz}{V}\right) + \varphi\right].$$

D'où, entre a et h, la relation :

$$(35)\qquad n^2 h = h + 4\pi a.$$

L'élimination de h et a entre (34) et (35) conduit à la relation :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi P}{3}.$$

En désignant par n_0 l'indice de la substance à l'état isotrope, par n_1 et n_2 les indices extraordinaire et ordinaire de cette même substance rendue biréfringente par orientation des axes moléculaires, on obtient, en application de la relation précédente :

$$(36)\qquad \begin{aligned} \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} &= \frac{4\pi}{3} P_0 = \frac{4\pi N}{3} \frac{\sigma_1 + 2\sigma_2}{3} \\ \frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} &= \frac{4\pi}{3} P_1 = \frac{4\pi N}{3} [\sigma_1 + J(\sigma_2 - \sigma_1)] \\ \frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2} &= \frac{4\pi}{3} P_2 = \frac{4\pi N}{3} \left[\sigma_2 - \frac{J}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)\right]. \end{aligned}$$

6. Calcul de la biréfringence. — Dans les expériences sur la biréfringence électrique ou magnétique, la lumière se propage perpendiculairement à la direction privilégiée (champ électrique ou magnétique). Le *retard optique* entre les deux composantes polarisées perpendiculairement et parallèlement à cette direction est donné par la différence $n_2 - n_1$; les *retards absolus* des deux composantes sont donnés par les différences $n_1 - n_0$ et $n_2 - n_0$.

En retranchant deux à deux les équations (36) et en tenant compte de ce fait que n_1 et n_2 diffèrent toujours extrêmement peu de n_0 à cause de la très faible anisotropie d'orientation, on obtient pour déterminer les retards :

$$(37)\qquad \begin{aligned} \frac{n_0(n_1 - n_0)}{(n^2 + 2)^2} &= \frac{2\pi N}{3}(\sigma_1 - \sigma_2)\left(\frac{2}{3} - J\right) \\ \frac{n_0(n_2 - n_0)}{(n^2 + 2)^2} &= \frac{\pi N}{3}(\sigma_1 - \sigma_2)\left(J - \frac{2}{3}\right). \end{aligned}$$

$$(38)\qquad \frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n^2 + 2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\left(\frac{2}{3} - J\right).$$

La comparaison des deux relations (37) conduit à :

$$(39) \qquad \frac{n_1 - n_0}{n_2 - n_0} = 2.$$

Les deux retards absolus sont de signes contraires et doubles l'un de l'autre ; on retrouve ainsi dans l'hypothèse de l'orientation moléculaire un résultat conforme aux faits observés dans les cas où la mesure des deux retards absolus a pu être faite avec quelque précision : par M. Aeckerlein[1] pour le phénomène de Kerr de la nitrobenzine et par MM. Cotton et Mouton[2] pour la biréfringence magnétique des solutions colloïdales.

La relation (39) avait déjà été obtenue théoriquement par M. Havelock[3] en admettant une distribution de molécules symétriques en réseau anisotrope ; MM. Cotton et Mouton[4] ont montré qu'une telle explication ne saurait convenir aux phénomènes qui nous occupent.

La formule (38) qui donne le retard relatif des deux composantes peut se mettre sous une autre forme en faisant intervenir la dissymétrie optique δ_0 par l'intermédiaire de (29) et (33) ; il vient :

$$(40) \qquad \frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0^2 - 1)(n_1^2 + 2)} = \frac{9}{4}\delta_0\left(\frac{2}{5} - J\right).$$

7. **Application au phénomène de Kerr.** — Remplacons dans (40) l'intégrale J par son expression (11) en fonction de la quantité μ qui caractérise l'anisotropie d'orientation autour de la direction du champ électrique h, et cette quantité μ elle-même par son expression (15) en fonction de la dissymétrie électrique δ ; on obtient :

$$(41) \qquad \frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)} = \frac{9\delta_0}{5} - \frac{(K - 1)(K + 2)}{40\pi RTc}\delta\delta_0 h^2.$$

Remplacant $n_1 - n_2$ par sa valeur (15) en fonction du champ, on obtient finalement l'expression de la constante de Kerr :

$$(42) \qquad \gamma = \frac{K - 1)(K + 2)}{40\pi RTc\, n_0}\left(\frac{n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2}{}\right)\delta\delta_0.$$

Cette relation se simplifie et permet le calcul de la dissymétrie électrique δ dans le cas des substances qui, comme le benzol et le sulfure de carbone, suivent la relation de Maxwell $K = n_0^2$. Lorsqu'il en est ainsi, on doit considérer que les termes en $m\omega^2$ deviennent négligeables dans les sommes σ_1 et σ_2 et, par suite, on peut admettre que δ_0 est égal à δ ; la relation (42), résolue par rapport à δ en tenant compte de l'égalité entre le pouvoir inducteur spécifique et le carré de l'indice, devient :

$$(43) \qquad \delta = \frac{\sqrt{40\pi RTcn_0/\gamma}}{(K - 1)(K + 2)}.$$

Le second membre est entièrement calculable à partir des données expérimentales ; en utilisant les valeurs de γ données plus haut et relatives à la lumière jaune du sodium, ainsi que les valeurs obtenues pour les rapports des dissymétries électrique δ et magnétique Δ, on obtient pour le benzol et le sulfure de carbone les résultats suivants pour les valeurs absolues des dissymétries :

	δ	Δ
Benzol.	0,065	0,25
Sulfure de carbone . . .	0,14	0,06

Ces valeurs, toutes inférieures à l'unité, montrent que le phénomène de Kerr et la biréfringence magnétique de ces liquides s'expliquent complètement de manière quantitative par l'hypothèse de l'orientation moléculaire.

Envisagés à ce point de vue, ces phénomènes manifestent et *permettent de calculer* les dissymétries électrique, magnétique et optique des molécules.

8. — **Dispersion de la biréfringence. — Formule de Havelock.** — La loi de dispersion est contenue dans les formules (36) où la longueur d'onde figure dans σ_1 et σ_2 par l'intermédiaire de la pulsation ω.

En éliminant ω entre les trois relations (36), on peut obtenir entre les indices n_0, n_1 et n_2 deux relations indépendantes de la longueur d'onde : une première est donnée par l'élimination de σ_1 et σ_2 entre les relations (36). On obtient ainsi :

$$(44) \qquad 3\frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} = \frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} + 2\frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2}$$

qui se réduit à la formule (39) quand on suppose n_1 et n_2 très voisins de n_0.

Pour obtenir la deuxième relation indépendante de la longueur d'onde, désignons par ν_0, ν_1 et ν_2 les premiers membres des relations (36) ; en résolvant les deux dernières de celles-ci par rapport à σ_1 et σ_2, on obtient :

$$(45) \qquad \begin{aligned} \frac{4\pi N}{3}\sigma_1 &= \frac{\nu_1(2 - J) - 2\nu_2 J}{2 - 3J} \\ \frac{4\pi N}{3}\sigma_2 &= \frac{2\nu_2(1 - J) - \nu_1 J}{2 - 3J} \end{aligned}$$

σ_1 et σ_2 sont en général des fonctions compliquées de ω, et l'élimination de cette quantité entre les égalites (45) ne conduit à une formule simple que si l'on

1. Aeckerlein, *Phys. Zeits.*, 7, 1906, 600.
2. Cotton et Mouton, *Ann. Ch. Ph.*, 20, 1910, 225.
3. Havelock, *Proc. Roy. Soc.*, 77, 1906, 170, et 80, 1908, 28.
4. Cotton et Mouton, *Loc. cit.*, 225.

admet dans la molécule une seule espèce d'électrons. En désignant par p le nombre de ces électrons par molécule, on a, d'après (27) :

$$(46)\qquad \sigma_1 = \frac{pe^2}{c_1 - m\omega^2} \qquad \sigma_2 = \frac{pe^2}{c_2 - m\omega^2}$$

et l'élimination de ω donne :

$$(47)\qquad \frac{1}{\nu_1(2 - 3J) - 2\nu_2 J} - \frac{1}{2\nu_2(1 - J) - \nu_1 J} - \frac{5(c_1 - c_2)}{4\pi N e^2 p(2 - 3J)} = C^{te}.$$

Dans le cas où ν_1 et ν_2 diffèrent peu de ν_0, cette relation prend la forme :

$$\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_0^2} = \frac{5(c_2 - c_1)(2 - 3J)}{8\pi N e^2 p} = C$$

ou bien encore, en fonction des indices :

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0^2 - 1)^2} = C^{te}.$$

C'est la formule obtenue par M. Havelock dans l'hypothèse rappelée plus haut. MM. Cotton et Mouton ont montré qu'elle est sensiblement vérifiée dans le cas de la biréfringence magnétique. Elle ne correspond qu'à un cas particulier de notre théorie.

9. Applications aux cristaux uniaxes. — La possibilité d'expliquer la biréfringence des cristaux par la dissymétrie individuelle des molécules plutôt que par l'anisotropie de leur réseau a été indiquée par M. Larmor. Il est facile d'étendre au cas des cristaux uniaxes les formules générales que nous avons établies. On doit supposer ici que toutes les molécules sont orientées parallèlement, avec leur axe parallèle à l'axe du cristal. L'angle θ de l'axe moléculaire avec la direction générale d'orientation est donc nul pour toutes les molécules ; il en résulte que l'intégrale J est égale à zéro.

Les formules (45) deviennent dans ce cas :

$$(48)\qquad \nu_1 = \frac{4\pi N}{5}\sigma_1 \qquad \nu_2 = \frac{4\pi N}{5}\sigma_2$$

Si l'on admet, comme précédemment, qu'une seule catégorie d'électrons joue un rôle important dans la réfraction, ces relations deviennent :

$$(49)\qquad \nu_1 = \frac{4\pi N e^2 p}{5(c_1 - m\omega^2)} \qquad \nu_2 = \frac{4\pi N e^2 p}{5(c_2 - m\omega^2)}.$$

Et l'élimination de ω conduit à :

$$(50)\qquad \frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} = C^{te}$$

ou encore

$$\frac{1}{n_1^2 - 1} - \frac{1}{n_2^2 - 1} = C^{te}.$$

C'est la relation obtenue par M. Havelock en admettant l'anisotropie du réseau. L'expérience la vérifie mais ne permet pas de choisir entre les deux théories, au moins par ce procédé.

On peut au contraire, obtenir de la manière suivante une confirmation de l'hypothèse que la dissymétrie des molécules joue le rôle essentiel dans la double réfraction : nous avons remarqué plus haut que cette hypothèse conduit à introduire des périodes propres différentes pour les vibrations effectuées par les électrons dans la direction de l'axe moléculaire ou perpendiculairement à cet axe. Nous avons vu que les pulsations correspondantes ω_1 et ω_2 sont données par :

$$(51)\qquad \omega_1 = \sqrt{\frac{c_1}{m}} \qquad \omega_2 = \sqrt{\frac{c_2}{m}}.$$

Ceci correspond à des raies d'absorption différentes pour les rayons ordinaires et extraordinaires ; la double réfraction impliquerait ainsi le dichroïsme.

Pour représenter la dispersion du quartz, M. Martens[1] a dû admettre en effet pour les rayons extraordinaires une raie d'absorption dans l'ultra-violet de longueur d'onde $\lambda_1 = 1022$ unités Angström, et pour les rayons ordinaires une raie voisine $\lambda_2 = 1014$.

En admettant que les termes essentiels dans la dispersion du quartz sont ceux qui correspondent à ces raies ultra-violettes et en considérant la biréfringence dans l'infra-rouge pour avoir le droit de négliger $m\omega^2$ dans les expressions (46) il vient, si l'on divise membre à membre les relations (49) :

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2}.$$

Ou, comme la biréfringence est faible dans le cas du quartz :

$$(52)\qquad \frac{n_1^2 - 1}{n_2^2 - 1} = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2}.$$

En substituant aux indices les valeurs obtenues par M. Carvallo pour la longueur d'onde 21719 :

$$n_1 = 1{,}526 \qquad n_2 = 1{,}518$$

on obtient pour le premier membre de (52) la valeur 1,019, tandis que le second membre, calculé d'après les valeurs de λ_1 et λ_2 données par M. Martens est égal à 1,016.

L'accord est assez remarquable pour justifier un examen plus approfondi de cette connexion entre la biréfringence et le dichroïsme des uniaxes.

10. Cas du paramagnétisme. — Il est remarquable que la biréfringence magnétique ait été observée jusqu'ici uniquement sur des substances diama-

1. Martens, *Ann. d. Phys.*, 6 (1901-03).

gnétiques : si la théorie de l'orientation moléculaire, comme il semble bien résulter de ce qui précède, suffit à expliquer les phénomènes, on doit s'attendre à rencontrer la même propriété dans les substances paramagnétiques.

Cherchons ce qu'on peut prévoir dans ce sens. J'ai montré que les phénomènes paramagnétiques s'interprètent en supposant à chaque molécule un moment magnétique constant M qu'un champ magnétique extérieur H tend à orienter dans sa direction. Si θ est l'angle de M et de H, l'énergie potentielle relative de la molécule et du champ est :

$$w = -MH\cos\theta$$

et la loi de distribution des molécules entre les diverses orientations est donnée par :

$$(53) \qquad dN = Ce^{\frac{MH}{rT}\cos\theta}\sin\theta\, d\theta.$$

En déterminant la constante C par la condition :

$$N = C\int_0^{\pi} e^{a\cos\theta}\sin\theta\, d\theta$$

et posant :

$$a = \frac{MH}{rT}$$

il vient :

$$C = \frac{N}{2}\frac{Sha}{a}.$$

L'aimantation A prise par la substance est :

$$A = \int_0^{\pi} M\cos\theta\, dN = NM\left[\frac{Cha}{Sha} - \frac{1}{a}\right].$$

Dans le cas du paramagnétisme a est toujours très petit. A est proportionnel à H et la *susceptibilité* correspondante a pour valeur :

$$\kappa = \frac{NM^2}{2rT}$$

ou, en désignant par I l'aimantation à saturation $I = NM$ dont le corps est susceptible, et en tenant compte de (2) :

$$\kappa = \frac{I^2}{2RTc}$$

d'où

$$a = \frac{MH}{rT} = \frac{IH}{RTc} = H\sqrt{\frac{2\kappa}{RTc}}.$$

Pour calculer la biréfringence due à l'orientation paramagnétique donnée par (53), il faut connaître la valeur correspondante de l'intégrale J qui détermine la biréfringence d'après l'équation (58). On obtient facilement d'après la définition de J, et en supposant a petit :

$$J = -\frac{2}{5}\left(1 - \frac{a^2}{15}\right).$$

D'où, pour déterminer la biréfringence, l'équation :

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_1^2 + 2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\frac{4\kappa H^2}{15RTc}.$$

Tandis que, pour une substance diamagnétique de susceptibilité κ', on obtient, en tenant compte des relations données plus haut :

$$(54) \qquad \frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_1^2 + 2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\frac{2\kappa' H^2}{15RTc}\Delta.$$

La théorie prévoit donc la biréfringence magnétique pour les substances paramagnétiques à *condition que leur dissymétrie optique soit suffisante*. Il serait important que des recherches soient poursuivies dans ce sens.

Il y a d'ailleurs toujours superposition de diamagnétisme au paramagnétisme, la susceptibilité observée étant la somme de deux termes de signes opposés. Si κ représente le terme positif paramagnétique dû au moment permanent des molécules et κ' le terme négatif correspondant à la polarisation diamagnétique supplémentaire qu'elles prennent sous l'action du champ, l'effet optique total sera donné par :

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_1^2 + 2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\frac{4H^2}{15RTc}\left(\kappa + \frac{3}{2}\kappa'\Delta\right).$$

La dissymétrie magnétique Δ étant une quantité toujours inférieure à l'unité, cette formule montre que si la substance est paramagnétique au total, c'est-à-dire si κ l'emporte sur κ' en valeur absolue, il donnera également son signe à la somme $\kappa + \frac{3}{2}\kappa'\Delta$. Il n'y a donc pas lieu de prévoir que, dans les substances paramagnétiques, l'effet d'orientation dû au diamagnétisme sous-jacent puisse compenser, au point de vue optique, l'effet du paramagnétisme.

11. La théorie de M. Voigt. — M. W. Voigt[1] considère la biréfringence magnétique comme le phénomène transversal correspondant à la polarisation rotatoire magnétique et a donné les formules qui traduisent cette liaison entre les deux phénomènes.

Pour plusieurs raisons, ces formules ne rendent pas compte des faits ; tout d'abord elles font l'indice extraordinaire n_1 égal à n_0, la biréfringence étant due uniquement au retard de l'onde ordinaire ; j'ai rappelé plus haut que l'expérience est en désaccord avec ce résultat.

De plus, il est facile de montrer que la valeur prévue par les formules de M. Voigt pour la biréfringence magnétique est, dans le cas du sulfure de carbone par exemple, mille fois plus faible que la valeur observée par Cotton et Mouton.

1. W. Voigt, *Magneto und Elektro Optik*, Teubner 1908, 161.

M. Voigt obtient en effet, pour déterminer l'indice ordinaire n_2, la formule :

$$n_2^2 - n_0^2 = \Sigma_2 - \frac{\Sigma_1^2}{n_1^2}$$

avec

$$(55) \quad \Sigma_2 = 4\pi N\omega^2 V^2 H^2 \sum \frac{e^4}{m^3(\omega_0^2 - \omega^2)^3}$$

$$\Sigma_1 = 4\pi N\omega V H \sum \frac{e^3}{m^2(\omega_0^2 - \omega^2)^2}$$

où les sommations sont étendues aux différents électrons présents dans une molécule, où ω_0 est la période propre correspondant à un de ces électrons, de charge e et de masse m, et où V est la vitesse de la lumière dans le vide; les autres symboles ont les significations déjà indiquées et correspondent au système électromagnétique C.G.S. d'unités.

Le coefficient p de Verdet, qui détermine le pouvoir rotatoire magnétique, a pour expression, avec les mêmes notations :

$$(56) \quad p = \frac{2\pi N\omega^2 V}{n_0} \sum \frac{e^3}{m^2(\omega_0^2 - \omega^2)^2}$$

n_2 étant très voisin de n_0, le coefficient C de Cotton et Mouton devient :

$$(57) \quad C = \frac{n_2 - n_0}{\lambda H^2} = \frac{1}{2n_0\lambda H^2}\left[\Sigma_2 - \frac{\Sigma_1^2}{n_1^2}\right]$$

C est ainsi la différence de deux termes que nous allons évaluer successivement à partir du coefficient de Verdet. Prenons d'abord le terme soustractif.

La comparaison de (55) et (56) donne facilement pour ce terme, en tenant compte de la relation :

$$\omega = \frac{2\pi V}{\lambda}$$

la valeur absolue :

$$\frac{p^2\lambda}{2\pi^2 n_0}$$

Ce terme est donc calculable immédiatement à partir du coefficient de Verdet; dans le cas du sulfure de carbone, on a, pour la lumière jaune du sodium ($\lambda = 6 \times 10^{-5}$) :

$$p = 10 \qquad n_0 = 1.6$$

d'où, pour le terme considéré, la valeur 2×10^{-18}, *trois mille fois plus faible* que la valeur expérimentale de C, égale environ à 6×10^{-15}.

Pour calculer le premier terme de la formule (56), nous remarquerons que, d'après la loi de dispersion, la réfraction dans le sulfure de carbone fait intervenir une seule période propre dans l'ultra-violet, de longueur d'onde $\lambda = 2 \times 10^{-5}$ environ (1), et pour laquelle $\omega_0 = 10^{-16}$; conservant ce seul terme dans les sommations, on obtient :

$$\frac{\Sigma_2}{2n_0\lambda H^2} = \frac{Np}{\lambda} \cdot \frac{e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Prenant pour $\frac{e}{m}$ la plus grande valeur possible (celle qui correspond aux particules cathodiques), on obtient, avec les valeurs indiquées plus haut pour les autres quantités, la valeur 10^{-13} pour ce premier terme de l'expression de C, *six cents fois plus petite* que la valeur expérimentale.

La comparaison faite pour les autres substances conduit à des résultats du même ordre.

Il est donc nécessaire d'attribuer la polarisation rotatoire et la biréfringence magnétiques à des causes différentes.

Le premier phénomène est, comme le diamagnétisme, connexe du phénomène de Zeeman; il dérive de l'action directe du champ magnétique sur les électrons en mouvement dans la molécule, auxquels celle-ci doit ses propriétés optiques. Il suit immédiatement la création du champ.

La biréfringence magnétique, au contraire, a son origine dans un réarrangement ultérieur, dû à la dissymétrie des molécules, de l'orientation des axes moléculaires, analogue à celui qui produit le paramagnétisme. Ce réarrangement, qui intervient de la même manière dans le phénomène de Kerr, exige pour se produire un temps de l'ordre du *temps de relaxation* de Maxwell, nécessaire au passage d'une configuration permanente d'agitation thermique à une autre.

Ce point de vue est entièrement d'accord avec les expériences de MM. Abraham et Lemoine[1] sur le temps nécessaire à la disparition de la biréfringence électrique : ces physiciens ont observé la disparition du phénomène de Kerr en 10^{-8} seconde environ après la suppression du champ électrique; le temps de relaxation est tout à fait du même ordre.

Un dernier argument en faveur de notre théorie est apporté par l'influence de la température : alors que, conformément à la conception précédente, l'expérience montre que le pouvoir rotatoire magnétique, rapporté à un nombre constant de molécules, est indépendant de la température, la biréfringence magnétique diminue rapidement quand la température s'élève, et, d'après les résultats de Cotton et Mouton sur la nitrobenzine, varie comme le veut la formule (54). De cette formule on tire la valeur du coefficient C de la biréfringence magnétique :

$$(58) \quad C = \frac{n_1 - n}{\lambda H^2} = \frac{2\pi}{15(\sigma_1 - \sigma)} \cdot \frac{\Delta \cdot N}{\lambda \cdot RT} \cdot \frac{n^2 + 2}{n}.$$

1. Drude, *Lehrbuch der Optik*, 2e éd., Leipzig 1908.

1. H. Abraham et J. Lemoine, *Journ. de Phys.*, III-9, 1900, 262.

Les premiers facteurs $\sigma_1 - \sigma_2$, $\frac{\Delta}{\gamma}$, $\frac{\kappa}{c}$ doivent être supposés constants quand la température varie : $\sigma_1 - \sigma_2$ correspond aux propriétés optiques, Δ aux propriétés diamagnétiques des molécules individuelles, et sont indépendants de l'agitation thermique; $\frac{\kappa}{c}$ est la susceptibilité diamagnétique pour une molécule-gramme, invariable en général.

Les derniers facteurs diminuent quand la température s'élève ; N varie en raison inverse du binôme de dilatation cubique du liquide ; l'indice n_0 diminuant aussi, il en résulte une variation *plus rapide que l'inverse de la température absolue*, tout à fait conforme aux faits expérimentaux. Il est à désirer que des résultats quantitatifs précis sur les diverses constantes qui figurent dans la formule (58) permettent de soumettre celle-ci à un contrôle expérimental plus complet.

Enfin l'expression (42) de la constante de Kerr nous conduit à prévoir, pour la biréfringence électrique, une variation avec la température plus rapide encore que celle de la biréfringence magnétique; les résultats expérimentaux sont bien aussi dans ce sens.

La comparaison de (42) et (58) montre que $\frac{\gamma}{C(K+2)^2}$ doit rester constant quand la température varie. Les données numériques ne sont pas encore assez certaines pour permettre une vérification précise de cette relation.

[Manuscrit reçu le 25 août 1910.]

Le dégagement de chaleur des corps radioactifs.

Par William DUANE

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.]

J'ai fait dernièrement plusieurs expériences sur les dégagements de chaleur des corps radioactifs[1], et je me propose de donner ici les détails de ces expériences, qui n'ont pas été publiés.

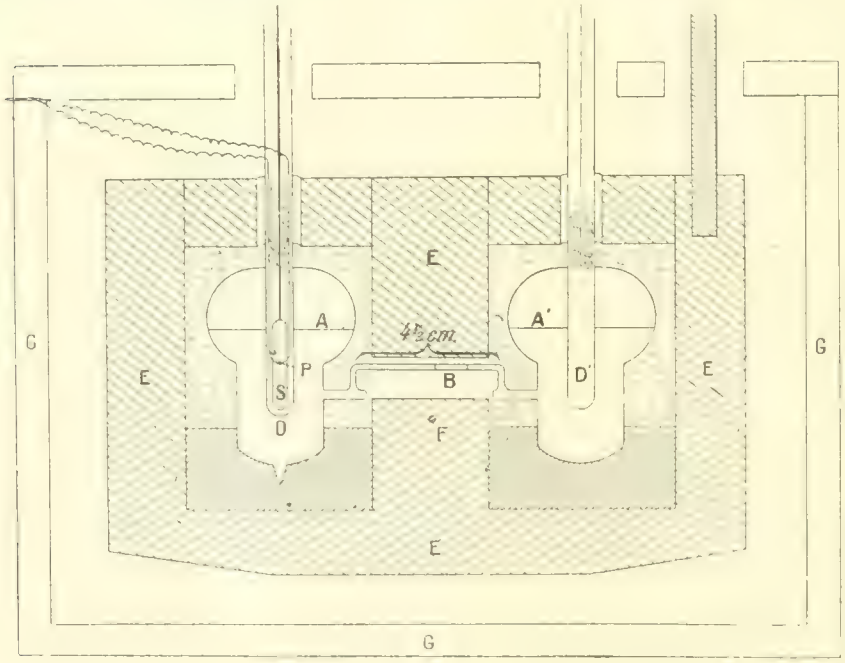


Fig. 1.

Dans quelques expériences j'ai employé un calorimètre différentiel à gaz, mais dans la plupart des expériences je me suis servi d'une nouvelle méthode qui est beaucoup plus sensible que le calorimètre à gaz.

La méthode est basée sur l'augmentation rapide de la tension de vapeur d'un liquide très volatil quand la température s'élève. A et A' sur la figure 1, représentent deux récipients de verre réunis par le tube capillaire B. Les récipients sont remplis à moitié du liquide volatil, presque tout l'air en est retiré en faisant le vide à l'aide d'une trompe à eau, et le tube C est scellé à la flamme. Avec un peu d'habitude, on peut placer une petite bulle d'air d'une longueur déterminée dans le tube B, et l'on observe le déplacement de cette bulle, soit avec une lunette, soit avec une lentille et une échelle. J'emploie le second procédé, et le déplacement

1. *C. R.*, 1er et 21 juin 1909, 1er août, 16 août 1910, *Radium*, 6, 1909.

de l'image sur l'échelle est à peu près huit fois celui de la bulle.

Il n'est pas difficile de placer la petite bulle dans le tube B. On renverse l'appareil de façon que le liquide puisse sortir du tube. En le retournant on trouve dans le tube B une bulle d'air qui généralement est beaucoup trop longue. Pour réduire la longueur de la bulle on n'a qu'à incliner légèrement l'appareil et faire passer un courant du liquide dans le tube. Ce courant pousse la bulle d'air dans la partie du tube à côté et en bas qui est plus large que la partie capillaire au centre. La bulle reste dans la partie large du tube, et le courant de liquide en la poussant emporte peu à peu l'air, et réduit ainsi le volume de la bulle. En répétant ce procédé d'abord d'un côté et ensuite de l'autre, on peut réduire la longueur de la bulle jusqu'à la valeur déterminée.

Après qu'on a mis la bulle en place et qu'on a préparé l'appareil pour les expériences, la bulle d'air ne descend jamais dans les parties verticales du tube. Elle reste dans la partie horizontale quelle que soit la variation de température de la pièce, mais elle disparaît peu à peu. L'air de la bulle se dissout dans le liquide plus ou moins rapidement suivant la nature du liquide, la pression de l'air et les dimensions de l'appareil.

Dans mon appareil il faut renouveler la bulle au bout de deux ou trois semaines.

J'ai étudié soigneusement les dimensions du tube. La longueur de la partie capillaire horizontale est $4^{cm},5$ et le diamètre intérieur est un peu plus de 0,5 mm. Le diamètre intérieur de la partie large est environ 3 mm. Il est plus facile de manier l'appareil, si le tube capillaire n'est pas soudé au bout des parties larges, mais en haut, comme la figure le représente. Le volume de chaque récipient est de l'ordre de 50 cm^3.

L'intérieur des récipients et du tube doit être soigneusement nettoyée. La moindre poussière dans le tube capillaire arrête la bulle, et dans les expériences on doit choisir la partie du tube où la bulle se déplace le plus régulièrement.

Si l'on introduit dans le tube D une source de chaleur S, la tension de vapeur augmente et le liquide pousse la petite bulle vers le récipient A'. La sensibilité de l'instrument est grande. Dans une expérience j'ai trouvé que $1,7 \times 10^{-4}$ gramme-calorie produisait un déplacement de l'image sur l'échelle de 1 mm.

Parmi les liquides que j'ai essayés j'ai choisi l'éther sulfurique, comme étant le plus efficace. L'éther sulfurique nettoye et mouille bien la surface du verre ; il est très fluide et la tension de sa vapeur augmente beaucoup avec la température (à peu près 17 mm. de mercure par degré centigrade à la température ordinaire). Un liquide comme le chlorure d'éthyle convient bien, mais il est moins facile à manier.

La sensibilité de la méthode change beaucoup avec la pression de l'air à l'intérieur de l'appareil. S'il y a très peu d'air, le déplacement du liquide ne change pas les tensions dans les récipients, et l'augmentation de tension en A n'est équilibrée que par le changement de niveau du liquide. Comme l'éther sulfurique est un liquide léger, la différence de niveau n'oppose pas une très grande force au déplacement de la bulle. Pour avoir une grande sensibilité, il faut alors enlever le plus d'air possible, en laissant juste assez pour former la bulle.

La sensibilité dépend aussi du rapport entre la section du tube capillaire et la surface du liquide dans les récipients. Pour augmenter la sensibilité, il faut réduire la section du tube, mais j'ai trouvé (si le liquide est l'éther sulfurique), qu'un tube qui n'a qu'un diamètre intérieur de 0.5 mm. ne convient pas bien à cause des forces capillaires. Il faut alors choisir un tube qui soit un peu plus large que 0,5 mm.

En outre, le déplacement de l'image de la bulle est amplifié par la lentille ou la lunette. Il n'est pas commode de l'amplifier plus de 8 ou 10 fois, parce qu'on perd en netteté de l'image ce qu'on gagne en augmentation de son déplacement.

Dans la pratique, la protection de l'instrument contre les variations de température extérieure est aussi importante que la sensibilité. Dans les premières expériences, j'ai placé les deux récipients dans un bloc E (fig. 1) de plomb (pesant 25 kilogs). Entre les récipients et le plomb se trouvaient, en bas, de la paraffine et, en haut, de la ouate. Deux tiges F (normales au plan de la figure) supportaient le plomb à l'intérieur d'une boîte en laiton G. Les tiges F servaient d'axes par lesquels on pouvait changer l'inclinaison du plomb, et amener ainsi la petite bulle d'air à une place déterminée dans le tube capillaire. La boîte G était complètement enveloppée de ouate, qui se trouvait dans une deuxième boîte en zinc (non représentée sur la figure), et le tout a été placé dans un thermostat à chauffage électrique.

Ce thermostat est représenté sur la figure 2. Le grand tonneau A contient de l'eau un peu salée. Un courant électrique alternatif est conduit du secteur par les fils GH aux plaques métalliques B, qui sont plongées dans l'eau. Ce courant électrique traverse l'eau et la chauffe. Par ce moyen, on obtient un chauffage qui est régulier et bien distribué. Le tube de cuivre C en forme de spirale, qui se trouve dans l'eau, est rempli d'un liquide (tel que l'alcool) qui se dilate beaucoup quand la température s'élève. Le tube est fermé en bas, et quand la température monte le liquide pousse le mercure, qui se trouve en haut dans le tube capillaire en verre D. A une température déterminée, le mercure vient toucher le fil et ferme le deuxième circuit *ab*, qui contient une pile et un relais E de grande résistance. Un petit courant électrique passant dans ce relais ferme un troisième cir-

cuit, qui contient également une pile et un relais de petite résistance. Le courant électrique dans ce

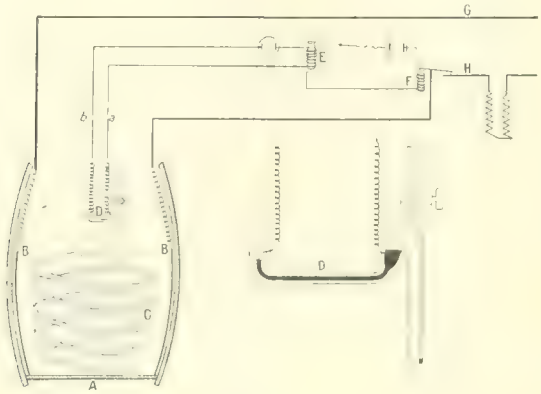


Fig. 2

deuxième relais ouvre le circuit principal et arrête le chauffage. Immédiatement la température du bain d'eau descend, les circuits des deux relais sont coupés, le circuit principal se ferme et le courant alternatif commence à réchauffer l'eau. Ainsi la température du bain est maintenue très constante.

L'eau dans le tonneau est agitée par quatre hélices (non représentées sur la figure), qui sont mises en marche par un moteur électrique.

Dans les dernières expériences, j'ai remplacé la ouate par du duvet, et j'ai ajouté deux gros blocs de plomb au-dessus de la boîte G (fig. 1). Les blocs égalisent les variations de température descendantes de la pièce. Ils sont placés l'un à côté de l'autre, laissant assez de place entre eux pour les tubes de verre. Avec ce dispositif il n'est plus nécessaire de faire marcher le thermostat, sauf les jours où la température de la pièce change beaucoup.

Souvent la chaleur due à la radioactivité est dégagée dans une masse de matière relativement grande. Dans ce cas, il faut laisser la matière très longtemps dans la partie supérieure du tube par lequel on l'introduit dans le récipient, pour s'assurer que la température de la substance ne diffère pas beaucoup de la température du récipient. Cette partie du tube se trouve entre les deux gros blocs de plomb et doit être en métal.

Si le dégagement de chaleur est relativement fort, une quantité appréciable de la chaleur peut être conduite dans le récipient par la colonne d'air. Pour éviter ceci, on bouche le tube par une petite quantité de duvet au bout d'une tige de verre. En faisant une expérience, on enlève le bouchon de duvet, on descend la substance et on replace immédiatement le duvet.

On peut employer plusieurs méthodes pour mesurer le dégagement de chaleur. En introduisant la source de chaleur dans le calorimètre on peut observer le déplacement maximum de la bulle quand l'appareil est en équilibre thermique. Cette méthode fonctionne bien si l'instrument n'est pas réglé pour une grande sensibilité. Dans le cas où l'instrument est très sensible, il est mieux de prendre la vitesse de déplacement de la bulle comme mesure de la chaleur dégagée par seconde. Quoique l'instrument soit bien protégé contre les variations de température extérieure, la petite bulle d'air ne reste pas à la même place. Toutefois, si l'appareil est resté longtemps tranquille, afin que la température puisse s'équilibrer, le déplacement propre de la bulle est lent et très régulier, et on peut mesurer avec précision le changement de vitesse de la bulle due à la chaleur dégagée par la source quand elle arrive dans le calorimètre. En outre on peut compenser la chaleur dégagée par la source dans le tube D par un dégagement de chaleur connue dans le tube D′ (fig. 1).

Cependant il est mieux d'employer une méthode de compensation en absorbant la chaleur dans le tube D en même temps qu'elle est dégagée. Peltier a découvert qu'un courant électrique, en passant d'un métal à un autre, dégage ou absorbe de la chaleur suivant le sens du courant. Dans les premières expériences j'ai introduit dans le tube D un couple P de fer-nickel, et j'ai cherché l'intensité du courant électrique qui absorbait la chaleur produite à chaque instant. Dans les dernières expériences je remplace ce couple simple par un tube métallique. L'épaisseur des parois du tube est un millimètre, et son diamètre extérieur est juste suffisant pour qu'il puisse entrer dans le tube D. La longueur est 38 mm., c'est-à-dire tout le tube se trouve dans le récipient A. La moitié du tube est en fer, l'autre moitié en nickel, les deux surfaces de séparation étant verticales. Un fil de fer est soudé à la partie du tube en fer et un fil de nickel est soudé à la partie en nickel, de sorte qu'un courant électrique, qui descend par le fil de fer, peut traverser les joints du tube fer-nickel et sortir par le fil de nickel. Avec ce dispositif, quand la source de chaleur descend dans le tube, elle est entourée d'un bon conducteur de chaleur, la distribution et la compensation de la chaleur se font plus facilement. Cette méthode est très précise et elle s'applique, sans changer l'appareil, à des dégagements de chaleur de 0,001 gramme-calorie par heure à 2 calories par heure.

Pour étalonner le couple, j'introduis un deuxième circuit dans le tube fer-nickel, je le chauffe avec un deuxième courant électrique, et je cherche un courant, qui, traversant le tube fer-nickel, absorbe toute la chaleur dégagée.

Les courants électriques sont produits par des accumulateurs électriques, et leurs intensités sont changées en augmentant ou diminuant les résistances des circuits. J'emploie des boîtes de résistance et j'ai soigneusement mesuré les résistances des boîtes ainsi que

les résistances de tous les fils conducteurs des circuits au moyen d'un pont de Wheatstone étalon.

Je mesure l'intensité des courants électriques en comparant la force électromotrice des accumulateurs avec celle d'une pile étalon Weston, par la méthode du potentiomètre, et en divisant cette force électromotrice par les résistances des circuits.

Le tableau suivant résume ces expériences. La résistance de la partie (qui est en manganèse) du deuxième circuit introduit dans le tube fer-nickel est 9,20 ohms.

La force électromotrice de la pile Weston est 1,0188 volt, et celle des deux accumulateurs employés 4,155 volts.

Tableau I.

Résistance du 2e circuit.	Chaleur produite dans le 2e circuit. Calorie par heure.	Courant dans le tube fer-nickel. Ampère. observé.	corrigé.	Chaleur absorbée par heure par ampère.
480	0.595	0,0716	0,0716	8.28
550	0.450	0,0540	0.0542	8,50
650	0.524	0.0592	0,0595	8.25
910	0.165	0.0200	0.0197	8.57

Les compensations ne sont pas toujours exactes, et une petite correction est introduite dans les valeurs du courant du tube fer-nickel. La valeur de cette correction est déterminée par la vitesse de déplacement de la bulle.

La chaleur dégagée ou absorbée par le courant électrique dans le tube fer-nickel est due à deux causes. D'abord, il y a la chaleur dégagée ou absorbée suivant la loi de Peltier. Cette chaleur est dégagée, si le courant passe dans un sens, et elle est absorbée s'il passe dans l'autre. Ensuite il y a la chaleur dégagée suivant la loi de Joule. Cette chaleur est toujours dégagée quel que soit le sens du courant, et la quantité de chaleur est proportionnelle à l'intensité du carré du courant, et à la résistance du circuit. La 5e colonne du tableau 1 contient les quantités de chaleur absorbées par heure et par ampère. Ces quantités sont les mêmes quelle que soit l'intensité du courant. Il en résulte que l'absorption de chaleur est proportionelle à l'intensité du courant, c'est-à-dire que la résistance de la partie du circuit dans le calorimètre est très petite, et que la chaleur dégagée suivant la loi de Joule n'est pas appréciable, du moins si l'absorption de chaleur est inférieure à 0,6 calorie par tour.

La valeur moyenne de la chaleur absorbée (ou dégagée) dans le tube par heure et par ampère est 8,3 calorie (la température étant 13°). J'ai trouvé 8,2 pour le couple employé dans les premières expériences.

Pour déterminer la sensibilité de l'appareil j'ai fait l'expérience suivante. Je fais passer un courant très faible dans le tube fer-nickel, et je mesure le changement de vitesse de la bulle due à la chaleur absorbée ou dégagée. Les courbes de la figure 3 résument les résultats.

Les lignes *ab* et *cd* des courbes représentent les mouvements propres de la bulle. Les abscisses des points *b* sont les instants où le courant électrique com-

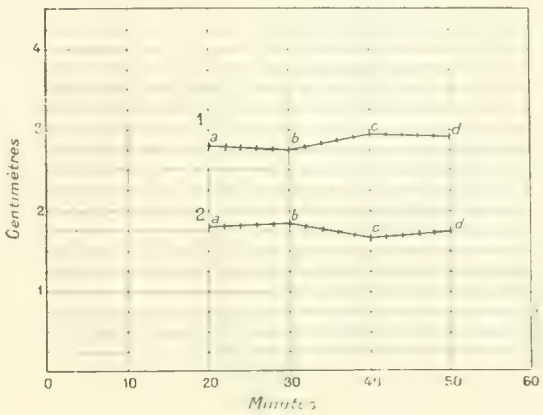


Fig. 3.

mence à traverser le tube fer-nickel et les abscisses des points *c* sont ceux où le courant s'arrête. Pour la première courbe le sens du courant est tel que la chaleur est dégagée, et pour la deuxième courbe, qu'elle est absorbée. On voit que le déplacement de la bulle dû au courant est à peu près le même dans les deux cas, mais en sens inverse, ce qui confirme la loi de Peltier et indique encore que le dégagement de chaleur suivant la loi de Joule est inappréciable.

L'intensité du courant électrique est de 0,00019 ampère, et la chaleur dégagée ou absorbée est 0,0016 calorie par heure. En dix minutes 0,000217 calorie est dégagée ou absorbée, et cette quantité de chaleur produit un déplacement de l'image de la bulle de 1,6 mm. Il en résulte qu'un millimètre de déplacement de l'image correspond à 0,00017 gramme-calorie de chaleur dégagée ou absorbée.

Dans d'autres expériences faites avec des courants différents j'ai trouvé que le déplacement de la bulle est proportionel à la quantité de chaleur dégagée, du moins si le dégagement de chaleur n'est pas trop fort.

On emploie ces résultats pour calculer la petite correction, qu'il faut ajouter, si on n'a pas trouvé le courant qui compense exactement le dégagement de chaleur.

J'ai mesuré la chaleur dégagée par le radiothorium et le polonium. Ces expériences ont été décrites dans des notes présentées à l'Académie des Sciences de Paris, le 1er et le 21 juin 1909 [1]. Depuis les premières expériences sur le polonium j'ai mesuré le dégagement de chaleur plusieurs fois pour voir si l'effet s'abaissait avec le temps. La moitié d'une quantité donnée de polonium disparaît en 143 jours à peu près.

Les courbes de la figure 4 représentent les dépla-

1. Voir aussi *Le Radium*, 6 (1910).

cements de la bulle. Les dates des expériences sont : pour la courbe 1, le 4 mai ; pour la courbe 2, le 4 juin et pour la courbe 3, le 25 juin. Dans chaque

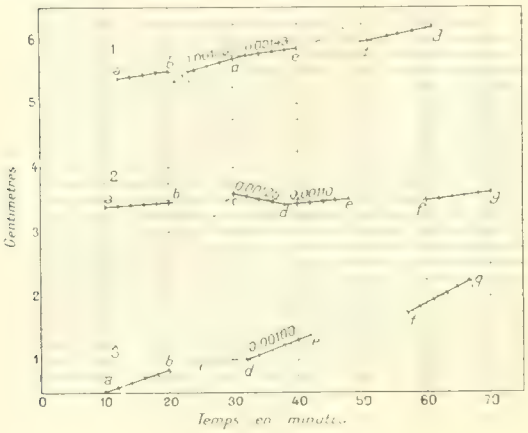


Fig. 4.

cas les lignes *ab* et *fg* représentent les mouvements propres de la bulle. Les abscisses des points *b* sont les instants où le sel descend dans le calorimètre, et les abscisses des points *f* sont ceux où le sel est retiré. Les chiffres écrits près des lignes *cd* et *de* sont les courants électriques en ampère qui passent à ces instants dans le couple thermo-électrique.

Entre les points *b* et *c* on cherche le courant qu'il faut pour compenser le dégagement de chaleur, et entre les points *e* et *f* on réduit le courant à zéro.

La dernière expérience était moins précise que les autres, le mouvement de la bulle étant grand et un peu variable.

J'ai comparé l'ionisation due au polonium en couche mince, avec celle due au radium, en prenant une fraction connue du polonium et la déposant sur des lames de platine (*l. c.*). Le tableau 2 résume les expériences.

Tableau II.

Date de l'expérience	Courant qui compense le dégagement de chaleur	Chaleur dégagée par heure	Courant d'ionisation dû au polonium en couche mince.	Rapport du courant de saturation au courant d'ionisation.	Chaleur dégagée par le radium	Chaleur dégagée par le polonium
1909	Ampère		Ampère			
4 mai	0,00145	0,012	$1,5 \times 10^{-}$	0,75	0,0140	
4 juin.	0,00110	0,009	$1,12 \times 10^{-}$	0,66	0,0035	
25 juin	0,00100	0,008	$0,99 \times 10^{-}$	0,57	0,0084	

Il est évident que le dégagement de chaleur et le courant d'ionisation dû au polonium diminuent avec le temps. L'ionisation diminue suivant la loi de moitié à peu près en 136 jours, valeur qui n'est pas loin de celle obtenue par d'autres expérimentateurs. Le dégagement de chaleur diminue avec à peu près la même vitesse, les différences n'étant pas plus grandes qu'on attend en raison de la grandeur des quantités de chaleur. Il en résulte que c'est certainement le polonium qui dégage la chaleur.

A cause de la difficulté d'obtenir les courants de saturation en mesurant l'ionisation due au radium et au polonium, cette méthode de comparer l'activité des deux substances ne donne que des résultats à quelques pour cent près. En tenant compte de ce fait, on voit que la chaleur dégagée par le polonium est très près de celle dégagée par la quantité de radium qui produit la même ionisation.

J'ai fait plusieurs expériences qui avaient pour but de mettre en évidence la chaleur dégagée par un sel phosphorescent, si un tel sel dégage de la chaleur. Chaque fois que j'ai examiné le sel une ou deux heures après qu'il a été soustrait à l'influence de la lumière, j'ai trouvé un dégagement de chaleur très faible, mais quand même mesurable. En laissant le sel vingt-quatre heures dans l'obscurité, je ne suis plus parvenu, dans la plupart des expériences, au moindre dégagement de chaleur ; mais quelquefois la production de chaleur est restée mesurable, même après que la phosphorescence était devenue invisible à l'œil. Je ne peux pas affirmer que le dégagement de chaleur est lié à la phosphorescence. Peut-être est-il dû à l'émission du rayonnement total (visible et invisible), ou peut-être faut-il l'attribuer à une réaction secondaire.

Ces recherches, toutefois, m'ont amené à examiner la question suivante : quand une quantité connue de radium est mélangée avec un sel phosphorescent, le mélange dégage-t-il la même quantité de chaleur que le radium seul ?

Il y a trois cas possibles :

a) L'énergie des rayons du radium est plus ou moins absorbée en produisant des réactions chimiques. Dans ce cas, la chaleur dégagée par le mélange doit être, au début, moindre que la chaleur due au radium seul. *b*) Les rayons du radium agissent sur les atomes et molécules du sel et libèrent une partie de leur énergie chimique ou atomique. Dans ce cas, la chaleur du mélange doit être plus grande que celle du radium seul ; ou *c*) l'énergie des rayons du radium est rapidement transformée en énergie de phosphorescence sans autre réaction, et dans ce cas, si toute la lumière phosphorescente est absorbée dans le récipient qui contient le mélange, la chaleur dégagée doit être la même que la chaleur du radium seul.

Pour élucider cette question, j'ai fait les expériences suivantes : le 3 décembre 1909 une certaine quantité d'un sel, contenant du chlorure de radium et du chlorure de barium bien pulvérisés, a été divisée en deux parties. Une partie A pesait 0,0514 gramme, et a été scellée dans une petite ampoule de verre. La seconde partie B, pesant 0,026 gramme a été mélangée avec 0,217 gramme de ZnS phosphorescent, et a été

scellée dans une deuxième ampoule de verre, pareille à la première.

J'ai mesuré les dégagements de chaleur des deux ampoules plusieurs fois au cours des cinq semaines qui ont suivi leur fermeture, et j'ai également comparé leurs rayons γ avec les rayons γ d'une ampoule contenant 26,5 mgr de chlorure de radium pur. Le tableau 3 résume les résultats.

Tableau III

Date.	Quantité de $RaCl^2$ qui produit le même rayonnement.		Dégagement de chaleur en gr. calorie par heure.		Rapport A/B
	A	B	A	B	
7 décembre. .	1.66	1.07			1.55
7 décembre. .			0,152	0,098	1.55
21 décembre. .	2,57	1.57			1.51
21 décembre. .			0,199	0,129	1.54
5 janvier. . .	2.59	1.56			1.55
6 janvier. . .			0.201	0.127	1.58

Le rayonnement γ et le dégagement de chaleur ont augmenté jusqu'au 21 décembre. Ceci est dû à l'accumulation de l'émanation et de l'activité induite, qui n'ont approximativement atteint leurs valeurs maxima qu'au bout de trois semaines. La sixième colonne contient les rapports entre les tubes A et B. Ce rapport est le même, quelle que soit la date de l'expérience et quelle que soit la méthode employée, rayonnement γ ou dégagement de chaleur. Il en résulte que la présence du sel phosphorescent ne change pas le dégagement de chaleur d'une manière appréciable.

Le fait suivant est à signaler ; la lumière phosphorescente du mélange de radium et ZnS est devenue actuellement moins intense qu'au commencement (fatigue de phosphorescence bien connue) et elle a changé de couleur ; elle est plus orange.

Pour mesurer la chaleur dans le cas où la phosphorescence est produite par les rayons β et γ dans le willémite et le platino-cyanure de baryum j'ai imaginé le dispositif suivant : je place une quantité du sel phosphorescent dans le calorimètre, et j'introduis dans le sel au centre de la masse un tube fin par lequel on peut faire descendre une très petite ampoule contenant du radium. Les parois du tube et de l'ampoule sont si minces, que les rayons produisent une forte phosphorescence.

Deux comparaisons avec l'ampoule étalon de radium par la méthode des rayons γ, ont montré que le radium renfermé dans la petite ampoule correspondait à un poids de 1,91 et 1,92 milligr. de $RaCl^2$.

Après avoir laisser le sel phosphorescent longtemps (24 heures) dans le calorimètre pour égaliser la température et faire disparaître toute trace de phosphorescence, on trouve les dégagements de chaleur suivants en descendant le radium.

Tableau IV.

Sel employé		Chaleur gr. cal. relevée par heure
0,67 gr.	Platino-cyanure de baryum.	0,170
1,19 gr.	Willémite	0,172
	Pas de sel phosphorescent .	0,171
	Pas de sel phosphorescent .	0,169

Il est évident que les dégagements de chaleur sont égaux, qu'il y ait un sel phosphorescent ou non.

Il résulte de ces deux séries d'expériences qu'il n'y a pas d'absorption appréciable d'énergie dans des réactions chimiques, et qu'il n'y a pas de quantité appréciable d'énergie chimique ou atomique libérée par les rayons.

Ces résultats sont intéressants au point de vue de la quantité d'énergie nécessaire pour influencer les organes de la vue. Dans la première série d'expériences, la phosphorescence a été produite en grande partie par les rayons α du radium. On sait que chaque particule α en frappant le ZnS produit une quantité de lumière visible, et mes expériences montrent que l'énergie de cette lumière n'est pas plus grande que l'énergie de la particule α. La vitesse la plus petite d'une particule α qu'on ait mesurée par la méthode de scintillation est 5.0×10^8 cm./sec., et l'énergie cinétique d'une particule α à cette vitesse est 8×10^7 erg. Cette énergie est à peu près l'énergie qu'il faut pour élever $\frac{1}{100}$ de milligramme à $\frac{1}{1000}$ de millimètre. L'énergie qu'il faut pour produire la vision est plus petite que celle-ci, puisqu'une partie de la lumière seulement entre dans l'œil, et puisque toute l'énergie de la particule α n'est probablement pas intégralement transformée en énergie lumineuse.

A l'aide des données du tableau on peut calculer le dégagement de chaleur d'un gramme de radium pur. Il est pour le tube A de 110 et pour B de 108 calories par heure. La différence entre ces deux nombres est inférieure aux erreurs d'expériences. D'après le tableau 4 on calcule pour ce nombre 117 calories, une valeur beaucoup plus grande que les précédentes. Cette différence ne s'explique pas par les erreurs d'expériences. Elle est probablement due à ce que le radium employé dans la seconde série d'expériences est de quelques années plus ancien que celui employé dans la première série, et contient de ce fait plus de produits de transformation du radium, notamment du polonium, qui dégage de la chaleur.

(Manuscrit reçu le 10 août 1910.)

Sur le dégagement de l'émanation par les sels de radium.

Troisième note).

Par Léon KOLOWRAT.

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de M. Curie.

Il a été montré par des expériences publiées précédemment (*Le Radium*, 4 (1907) 517; 6 (1909) 521) que le dégagement d'émanation par un sel radifère solide et chauffé pouvait être représenté de la façon suivante. Qu'on porte en abscisses le temps compté à partir d'un moment où le sel a été privé de toute son émanation à la fusion, et en ordonnées la quantité d'émanation qui reste absorbée dans le sel; la quantité produite par heure étant arbitrairement posée égale à l'unité, la fonction $(1 - e^{-\lambda t})/\lambda$ (courbe OA, fig. 1; λ est la constante radioactive de l'émanation) représentera la quantité absorbée à un moment t, s'il n'y a aucun dégagement d'émanation; c'est ce qui a lieu, d'une façon approchée, à la température ordinaire. Si à une température θ il y a dégagement, la quantité absorbée sera donnée par l'expression $C(1 - e^{-\lambda t})/\lambda$ (courbe OB), C étant un coefficient compris entre 0 et 1, fonction de θ mais *indépendant de t*; GB (fig. 1) est donc

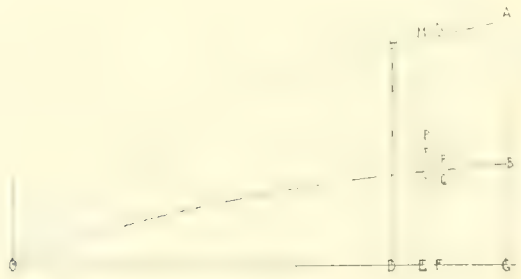


Fig. 1.

la quantité d'émanation qui reste absorbée dans le sel après un temps OG, si l'on a maintenu constamment la température θ. De plus, c'est la même quantité GB qui restera absorbée, si la chauffe à θ degrés, au lieu d'avoir duré pendant tout le temps OG, n'a commencé qu'au moment D, pourvu que l'intervalle DG soit suffisamment long; en effet, si après avoir accumulé à froid pendant un temps OD, on établit la température θ, l'expérience montre que la quantité absorbée décroîtra suivant une courbe telle que LPB qui passera par un minimum et viendra finalement rejoindre la courbe OB.

Des expériences faites à une même température, mais pour des temps t différents, donnent généralement des valeurs assez concordantes de C, même lorsque le sel a été fondu dans l'intervalle de deux expériences[1]; il en est tout autrement des nombres qu'on obtient pour des échantillons différents d'un même sel, préparés d'une façon identique en apparence; il faut supposer ici que les divers échantillons ne se trouvent pas dès le début dans des conditions identiques.

On pouvait se demander si les écarts de ce genre n'étaient pas dus simplement à la présence d'impuretés chimiques, en quantité variable; à ce point de vue, j'ai fait une série d'expériences de dégagement à la température fixe de 666° environ, avec quatre échantillons de $BaCl^2$ radifère. Ceux des séries 20 et 22[2] étaient pris, sans aucune manipulation chimique, dans un chlorure relativement impur, qui donnait un précipité notable avec H^2S et contenait aussi du fer. Une partie de ce chlorure a été lavée soigneusement et à plusieurs reprises par H^2S, par HCl et par l'alcool; le deuxième et le quatrième échantillon (séries 21 et 23) ont été prélevés sur cette partie. Chaque expérience a consisté en une accumulation à froid de 1 ou 2 jours, suivie d'une chauffe à 666° pendant 1 ou 2 heures; on recueillait la quantité dégagée, puis on répétait la même opération à la fusion, afin de vérifier que toute la quantité d'émanation produite se retrouvait dans les expériences; l'accord a toujours été satisfaisant. Si la chauffe à 666° a duré pendant l'intervalle DE (fig. 1), la quantité restée au moment E sera EP, et on aura EP : EM = C, si la courbe OB est déjà atteinte au point P; autrement la quantité restée sera supérieure à la précédente, et l'on obtiendra une valeur de C trop grande; les expériences faites de cette manière ne donnent donc qu'une indication sur les valeurs de C. Voici les nombres :

Série 20, sel impur : C = 0,25 et 0,21
— 21, sel purifié : C = 0,50 et 0,52
— 22, sel impur : C = 0,15 ; 0,29 ; 0,41 ; 0,42 ; 0,46
— 23, sel purifié : C = 0,57 ; 0,55, 0,54[3]

1. Je fais abstraction des variations qui se font sentir après une longue série de chauffes et qui sont manifestement dues soit à une modification chimique du $BaCl^2$ qui tend à se transformer en carbonate, soit encore à ce fait que la surface du sel augmente lorsqu'il grimpe sur les parois à l'état fondu.

2. La numérotage des séries fait suite à celui de ma note précédente.

3. Les expériences avec cet échantillon ont été continuées plus longtemps qu'avec les autres; après les nombres cités dans le

Voici encore les nombres déjà cités dans une note antérieure et relatifs à la même température :

Série 18, sel purifié : C = 0,51 ; 0,49 ; 0,50
» 19, » C = 0,41 ; 0,45 ; 0,57 ; 0,59

Ces expériences paraissent montrer qu'on obtient des valeurs de C plus faibles (c'est-à-dire un dégagement plus grand) pour un sel impur, du moins au début ; mais elles ne permettent pas d'attribuer à la présence d'impuretés un rôle exclusif ou même prépondérant dans l'explication des écarts en question.

Certains effets analogues observés dans des solutions radifères partiellement précipitées (*Le Radium*, 7 (1910) 157) m'ont fait essayer d'interpréter les phénomènes en envisageant les sels étudiés comme des solutions solides, ces sels ayant toujours été formés, dans mes expériences, par l'addition d'un peu de chlorure de radium à une quantité beaucoup plus considérable d'un sel inactif, tel que $BaCl^2$, KNO^3, etc. Par analogie avec ce qui se passe pour les alliages métalliques, on pourrait supposer qu'une partie seulement du sel radioactif forme solution dans la masse, et que cette partie dégage l'émanation à un degré beaucoup plus fort que la partie présente à l'état de simple mélange ; on arriverait ainsi à rendre compte des particularités formulées au début de cette note, et le manque de concordance entre les valeurs de C pour des échantillons différents deviendrait tout naturel, puisque ceux-ci ne contenaient généralement pas la même proportion du sel radioactif. Mais en faisant le calcul, on arrive à des solubilités d'un sel dans l'autre de l'ordre de 10^{-6} ou 10^{-7} à la température ordinaire, ce qui ne semble pas pouvoir être admis raisonnablement ; de plus, il est facile de voir que dans cette hypothèse on devrait avoir des valeurs de C d'autant plus élevées que la proportion de $RaCl^2$ est plus faible ; or ceci ne se vérifie point, ainsi que le fait voir le tableau ci-dessous, où p est poids total de l'échantillon employé, q le poids de $RaCl^2$ calculé d'après la quantité d'émanation que le sel dégageait à la fusion ; le quotient q/p indique la concentration du $RaCl^2$, et la dernière colonne contient les valeurs moyennes de C.

Série	p en gr.	q en gr.	$\frac{q}{p} \cdot 10^4$	C.
13-14 . . .	0,0095	$2,95.10^{-6}$	3,10	0,61
15. . . .	0,0606	$1,86.10^{-6}$	0,31	0,28
16-17 . . .	0,2754	$2,71.10^{-6}$	0,10	0,62
18. . .	0,0587	$2,83.10^{-6}$	0,48	0,50
19. . .	0,0582	$2,59.10^{-6}$	0,44	0,40
20. . . .	0,0112	$3,22.10^{-6}$	2,88	0,23
21. . . .	0,0120	$3,80.10^{-6}$	3,17	0,31
22. . . .	0,0109	$3,61.10^{-6}$	3,31	0,35
23.	0,0168	$5,32.10^{-6}$	3,16	0,35
24.	0,0095	$3,11.10^{-6}$	3,27	0,45

texte, on a obtenu une série de valeurs régulièrement croissantes, jusqu'à C = 0,65 ; ensuite, une baisse est survenue due sans doute à ce que le sel s'était partiellement transformé en carbonate, car la substance retirée de l'appareil s'est trouvée être insoluble dans l'eau en grande partie, la solution étant nettement alcaline et le résidu soluble dans HCl. Retransformé en chlorure, ce même échantillon a donné C = 0,48 et 0,42 (série 24).

On a des valeurs de C voisines pour des échantillons à teneur en radium très différente (à comparer, par exemple, la 1re et la 3e ligne du tableau), et au contraire, des nombres différents pour des sels identiques comme concentration, par exemple ceux des séries 21 et 23. L'hypothèse de la solution solide semble donc être à rejeter.

Dégagement d'émanation par le $RaCl^2$ pur. — Jusqu'ici, j'avais toujours employé les sels de radium dilués dans une grande masse de sel inactif, en particulier de chlorure de baryum, et le dégagement d'émanation était en majeure partie déterminé par les propriétés de ce dernier ; il était intéressant de voir si le phénomène gardait le même aspect pour le $RaCl^2$ pur. Malheureusement, il n'a pas été possible de faire des expériences bien précises à ce sujet, car le sel, présent en quantité très faible (plusieurs millièmes de mgr) et en couche extrêmement mince sur les parois du tube de platine qui servait aux chauffes, se modifiait (peut-être en oxyde ou en oxychlorure) aussitôt qu'on avait atteint une température un peu élevée, et devenait insoluble et probablement aussi infusible ; dès lors, il n'était plus possible de lui faire dégager toute son émanation.

Après avoir évaporé dans le fond du tube de platine un peu d'une solution de $RaCl^2$ pur, j'ai commencé par faire une série de prises d'émanation à des températures croissantes ; chaque fois, je chauffais d'abord pendant vingt minutes à la température choisie, j'enlevais l'émanation, j'accumulais à froid pendant trois heures quarante-cinq minutes, puis je chauffais pendant quinze minutes à la même température qu'au début et je recueillais ce qui s'était dégagé. Si le sel se comporte suivant le schéma de la figure 1, on doit obtenir ainsi les mêmes quantités dégagées que si le sel avait été fondu au début de l'accumulation[1].

Température au début et à la fin	Quantité dégagée	Température au début et à la fin	Quantité dégagée
962°	23,9	1165°	39,1
998°	24,9	1240°	45,1
1056°	33,1	1319°	55,2
1102°	35,1	1317°	54,4

On voit qu'après 1300° le dégagement a subi une baisse ; je suppose que c'est à ce moment que s'est achevée la modification chimique qui a rendu le sel infusible.

1. Si toutefois la température à la fin a été tant soit peu supérieure à celle du début, on dégagera une quantité supplémentaire variable qui dépendra des états successifs du sel ; si donc il y a quelque variation accidentelle de la température, l'expérience ci-dessus donnera un résultat trop grand.

J'ai continué ensuite les mesures avec le même sel, mais dans l'ordre décroissant des températures :

Température au début	Température à la fin	Quantité dégagée	Température au début	Température à la fin	Quantité dégagée
1517°	1257°	31.9	947°	926°	17.1
1257°	1166°	30.4	926°	884°	14.8
1166°	1100°	28.9	884°	844°	8.8
1100°	1048°	25.9	844°	795°	4.5
1048°	999°	23.6	795°	745°	3.2
999°	964°.5	20.5	745°	15°	2.5
964°.5	964°	20.7	1239°	1209°	31,2

Ces résultats sont portés sur la figure 2 (les températures en abscisses, les quantités dégagées (unités

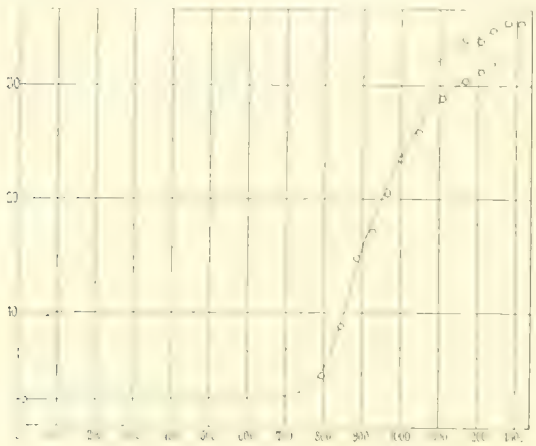


Fig. 2.

arbitraires) en ordonnées). La dernière mesure a été d'accord avec les premières, ce qui semble montrer que le sel n'a plus continué à se modifier.

Le dégagement d'émanation par cet échantillon à la température ordinaire a été mesuré à plusieurs reprises. Avant les chauffes, lorsque le sel venait d'être évaporé, la quantité dégagée en 4 heures était 15,5; après deux chauffes qui avaient dépassé 1100°, elle est tombée à 5,0; enfin le nombre 2,5 du tableau qui précède est relatif au sel ayant été chauffé au-dessus de 1500°. Ces résultats sont bien conformes aux expériences de Mme Curie, d'après lesquelles un sel qui a été chauffé dégage moins facilement son émanation à la température ordinaire, et atteint par conséquent une activité limite plus considérable[1].

En lavant le tube à l'eau chaude, je n'ai pu enlever l'activité; j'ai déposé alors dans le même tube une nouvelle quantité de $RaCl^2$ et j'ai fait plusieurs mesures, principalement dans la région des températures élevées. Les premiers résultats ont été irréguliers, le sel n'étant probablement pas encore oxydé en totalité; mais ensuite, j'ai pu obtenir une série suffisamment cohérente[1] :

Température au début	Température à la fin	Quantité dégagée
1240°	1168°	68.1
1274°	1206°	67,9
1315°	1259°	69.6
1355°	1278°	71.1
1350°	1311°	70.9

Le dégagement semble donc continuer à augmenter avec la température; il s'ensuit que le sel ne dégage pas toute son émanation même à 1500°.

J'ai pu vérifier ce résultat par une voie différente, au cours d'expériences que j'ai faites sur le rayonnement β du radium à son activité minimum. On évaporait une solution radifère sur une lame de platine et on chauffait la lame fortement pour en chasser, autant que possible, l'émanation et le dépôt actif; on mesurait ensuite le rayonnement β à différentes époques après la chauffe.

Aussitôt que l'équilibre radioactif s'est établi, d'une façon approchée, entre l'émanation et le dépôt actif à évolution rapide, l'intensité du rayonnement β, dû au RaB et au RaC, devient proportionnelle à la quantité d'émanation présente dans le sel; en connaissant à chaque époque l'intensité β, on peut calculer, par une extrapolation approximative, la quantité d'émanation qui existait dans le sel aussitôt après la chauffe[2]; on exprimera cette quantité en fraction de celle qui serait en équilibre avec la quantité donnée de radium.

Voici ce que j'ai trouvé pour une lame de platine contenant environ $\frac{1}{20}$ mgr de $RaCl^2$ pur.

	Quantité restée pour 100.
Lame chauffée pendant plusieurs minutes au chalumeau	6.1
Lame chauffée pendant 5 heures dans la flamme d'un bec Méker	5.9
Lame chauffée pendant 5 heures à 1520° dans un four électrique	7.1
Lame chauffée encore une fois pendant 5 heures à 1520°	12.6

Ainsi donc, non seulement il est impossible de dégager toute l'émanation à 1520°, mais encore le sel se modifie-t-il à cette température de telle façon qu'il

1. Ainsi pour un échantillon de nitrate radifère, l'activité limite s'augmente (Mme Curie, *Thèse*, p. 150) dans le rapport de 1.45 à 1 après une chauffe au rouge de plusieurs heures; en admettant la même chose, comme ordre de grandeur, pour l'expérience citée dans le texte. Le sel n'ayant pas été fondu, on ne connaît pas exactement la quantité totale produite en 4 heures, mais on peut supposer qu'elle a été voisine de 45 unités. Or les activités limites sont proportionnelles aux coefficients C, et ceux-ci, pour un même sel, à la différence entre la production et le dégagement, le rapport considéré serait donc

$$\frac{45 - 5,0}{45 - 15,5} = 1,54$$

1. Ces nombres sont également portés sur la figure 2, en diminuant de moitié les ordonnées.

2. Le calcul est fait dans l'hypothèse que le rayonnement β ne vient que du RaB et du RaC; en réalité, le radium lui-même semble émettre des rayons β. L'existence en a été signalée par M. O. Hahn et L. Meitner, et mes expériences ont été d'accord avec celles de ces auteurs; les nombres cités dans le texte doivent de ce chef être diminués tous d'une quantité constante.

dégage de moins en moins son émanation; le sel modifié devient insoluble, il ne peut plus être enlevé de la lame par des lavages[1].

Il n'en est pas de même pour un sel de baryum chlorure ou bromure) où le radium n'entre qu'en faible proportion, 1 pour 100 par exemple; comme il a une masse plus grande, il n'est pas attaqué aussi énergiquement par la chaleur, et en répétant la même expérience avec une lame recouverte d'un sel semblable et chauffée jusqu'à la fusion du sel, la quantité d'émanation calculée pour le moment qui suit la chauffe a pu être ramenée sensiblement à zéro, si dans le calcul on tient compte du rayonnement propre du radium déémané ; ceci est en accord avec mes expériences sur le dégagement, car j'avais toujours trouvé que les sels fondus dégageaient assez exactement la totalité de leur émanation.

1 Les chauffes à 1520° ayant été faites dans un tube de quartz fermé, j'ai pu en même temps mesurer directement la quantité d'émanation dégagée par la lame; je me suis assuré ainsi que l'émanation accumulée dans le sel ne se dégageait que très graduellement pendant la chauffe. Ainsi, dans la dernière expérience, après avoir enlevé l'émanation disponible, lorsque le sel avait déjà été chauffé pendant une demi-heure, j'ai, une heure après, recueilli ce qui s'était dégagé dans l'intervalle, et j'ai trouvé 1265 unités, après une heure encore, la la même opération a donné 479 unités; or, le dégagement normal ne devait pas être supérieur à 180 unités. Ce sont là exactement les mêmes effets que ceux qu'on observe pour un chlorure de baryum radifère à des températures inférieures à la fusion.

[Manuscrit reçu le 2 août 1910.]

Sur les rayons β du radium à son minimum d'activité.

Par Léon KOLOWRAT.

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

M. O. Hahn et Mlle L. Meitner ont trouvé récemment (*Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 741) qu'une matière contenant du radium et débarrassée, par la chauffe ou par voie chimique, de l'émanation et du dépôt actif, émet un rayonnement β qui doit par conséquent être attribué au radium lui-même; jusque-là, on avait admis que les rayons β d'une substance radifère ne venaient que des produits RaB, RaC et RaE. D'après ces auteurs, le nouveau rayonnement est très absorbable ($\mu = 312$ cm^{-1}) ; il constituait, dans leurs expériences, une fraction notable du rayonnement β émis par la matière lorsque le radium est en équilibre avec ses produits. En effet, l'intensité du rayonnement attribuable au radium lui-même était, dans la chambre d'ionisation, égale à 1,2 pour 100 de l'activité β d'équilibre ; mais comme les rayons avaient à traverser plusieurs cm. d'air et 0,0054 cm. d'aluminium avant de pénétrer dans la chambre d'ionisation, et que les rayons du Ra subissaient de ce fait un affaiblissement beaucoup plus considérable que ceux du RaB et du RaC, on peut calculer que l'intensité due au Ra était en réalité de 7 pour 100 environ par rapport à celle qui correspond à l'équilibre[1].

Vu l'intérêt de la question (qui en particulier est peut-être liée à celle de l'existence d'un corps intermédiaire entre le radium et l'émanation, corps qui a sa place tout indiquée dans le système périodique des éléments), j'ai essayé de reprendre les mêmes expériences avec un dispositif différent, et je suis arrivé à des conclusions qui confirment l'existence d'un rayonnement β très absorbable, propre au Ra ; toutefois l'intensité en a été, avec mon dispositif, environ 3 1/2 fois plus faible que celle qu'indiquent M. Hahn et Mlle Meitner.

Les expériences ont consisté à chauffer une lame de platine contenant un peu de sel de radium, puis à en mesurer l'activité à différentes époques après la chauffe, en interposant chaque fois des écrans d'aluminium d'épaisseur variable. Les mesures se faisaient dans un condensateur à plateaux circulaires (diam. 8 centimètres), parallèles et distants de 4 centimètres, l'un des plateaux étant chargé à 800 volts et l'autre réuni à un electromètre et un quartz piézo-électrique. La lame était logée au centre d'une plaque de plomb façonnée convenablement ; elle était recouverte d'un écran d'Al de 0,003 centimètre, retenu tout autour par du mastic, de manière à former une fermeture

1. En admettant que la distance franchie dans l'air était de 5 cm. l'épaisseur totale d'Al équivalente est 0,0018 + 0,0054 = 0,0072 cm. Le coefficient d'absorption μ du groupe principal des rayons β du RaB est de 80 cm^{-1} environ, d'après M. H. W. Schmidt; pour le RaC, la valeur la plus grande de μ est 55; comme pour les épaisseurs d'écran dont il s'agit, l'ionisation due au RaB est du même ordre de grandeur que celle du RaC, on peut prendre la moyenne des deux nombres, soit 66 cm^{-1}, comme valeur approchée de μ pour le rayonnement d'équilibre dans mes expériences, [illegible] 60 cm^{-1}. Après 0,0072 cm d'Al, les rayons β du RaB [illegible] la fraction $e^{-80 \times 0,0072} = 0,622$ de l'activité sans écran, et ceux du Ra à la fraction $e^{-312 \times 0,0072} = 0,105$, en désignant par λ le rapport des activités sans écran, on a $\lambda = \frac{0,105}{0,622} = 0,012$. Ou $\lambda = 0,071$.

hermétique ; ceci servait à éviter des fuites d'émanation, non seulement pour que celle-ci ne faussât pas les mesures en activant le condensateur, mais encore en vue des calculs de l'activité d'équilibre dont il va être question plus bas. En plus de cet écran fixé à demeure, on avait un jeu de huit écrans d'épaisseur variant entre 0,0008 et 0,0108 cm, en feuilles d'Al collées sur des ouvertures pratiquées dans des pièces de carton doublé de feuille de zinc ; ces pièces s'emboîtaient entre les rebords de la plaque de plomb, le tout ayant pour but d'empêcher les rayons obliques ou réfléchis de pénétrer dans le condensateur [1].

Le dispositif employé permettait de procéder assez rapidement, ce qui était une condition essentielle ; l'ensemble des lectures avec les 9 épaisseurs d'écran différentes (à savoir, la feuille de 0,005 cm seule et réunie à chacun des huit écrans mobiles) demandait de 10 à 20 minutes ; mais comme l'activité de la lame augmente pendant ce temps, il faut, pour rapporter les choses à un moment défini, refaire aussitôt les mêmes mesures dans l'ordre inverse des écrans, en gardant entre elles à peu près les mêmes intervalles, et prendre pour chaque écran la moyenne des deux nombres obtenus à l'aller et au retour, ainsi que le fait voir l'exemple suivant, relatif à un moment où l'activité β était encore faible.

x	t	i	t	i	i_m
50	1 12	5,50	1 56	7,85	6,70
58	1 14	1,74	1 57 1/2	1 98	1,86
47	1 15 1/2	1,52	1 55	1 70	1,61
60	1 16 1/2	1,26	1 52	1,50	1,38
69	1 18	1,16	1 51	1,32	1,24
80	1 19	0,88	1 29 1/2	0,97	0,92
90	1 20 1/2	0,79	1 28	0,84	0,81
118	1 22 1/2	0,58	1 27	0,62	0,60
138	1 24	0,59	1 25	0,59	0,59

x est l'épaisseur totale de l'écran, en microns ; t le temps compté à partir de la chauffe, i l'intensité du rayonnement observée, i_m la moyenne des deux valeurs de i, c'est-à-dire l'intensité au moment $t_m = 1^h 24\ 1/2^m$. En portant les épaisseurs x en abscisses et les logarithmes de i_m en ordonnées, on obtient les courbes portées sur les figures 2-9. Les deux droites verticales qui traversent chaque figure marquent la limite des parcours des rayons α du Ra (21 μ) et du RaC (43 μ) ; dans la partie droite du diagramme, il n'y a donc jamais que des rayons β, et les courbes des logarithmes y deviennent rectilignes ; l'inclinaison sur l'axe des abscisses fournit le coefficient d'absorption σ.

Fig. 1.

En prolongeant les droites en question jusqu'à intersection avec l'axe des ordonnées, on obtient l'intensité i_β du rayonnement β sans écran ; cette intensité se compose d'une partie constante i_R due au radium, si tant est vrai que celui-ci émet des rayons β, et d'une autre partie i_{BC} due au RaB et au RaC [1]. Cette dernière augmente à partir du moment de la chauffe et, après un temps suffisant, devient approximativement proportionnelle à la quantité d'émanation présente ; au début, elle est moindre que le voudrait la proportionnalité, l'émanation n'étant pas encore en équilibre avec ses produits. On a [2]

$$i_B = K_B \lambda_B N_B = K_C \lambda_C N_C = K_B (\lambda_B N_B + \lambda_C N_C). \quad (1)$$

N_B et N_C étant les nombres d'atomes de RaB et de RaC présents au moment t : λ_B, λ_C, les constantes radioactives, et K_B, K_C, les coefficients d'activité qu'on peut supposer égaux entre eux, d'après M. Schmidt, pour des épaisseurs d'écran de l'ordre de celles employées ici. Le tableau suivant, calculé à l'aide de la formule générale d'une transformation multiple [3] contient les vitesses de décroissance λ N pour l'émanation, le RaB et le RaC, dans la supposition qu'il n'y a eu que du radium seul au moment $t = 0$; la vitesse de décroissance à l'état d'équilibre final de toutes les

1. Voici les épaisseurs des écrans et le nombre de feuilles dont chacun était fait :

x	8	17	30	39	50	60	88	108 microns
n	1	2	1	2	1	2	3	3

Le nombre N seul [illegible] que des écrans d'une seule épaisseur, car le nombre [illegible] n'est pas sans influer sur l'absorption [illegible] dans une expérience de M. Schmidt sur les rayons β mous de l'UrX (*Phys. Zeitschr.*, 10, 1909, 6), 16 feuilles d'Al de 3,6 μ chacune, soit au total 58 μ, étaient équivalentes à une feuille de 96 μ.

Les pièces de carton ne constituaient évidemment pas un montage idéal, et la distance de l'écran à la lame active ne restait pas rigoureusement invariable ; cette imprécision était surtout sensible pour le premier écran mobile qui, ajouté à 0,005 cm, laissait encore passer une partie des rayons α. L'activité spontanée du condensateur et des écrans a toujours été très faible et souvent nulle ; elle était mesurée fréquemment et faisait l'objet d'une correction.

1. Il peut y avoir encore au début des rayons β venant d'un reste de RaC qui n'aurait pas été volatilisé par la chauffe et qui se détruirait avec le temps. J'ai réuni sur la figure 1 les courbes qui donnent, en fonction du temps, en minutes, l'intensité du rayonnement traversant 50 μ, pour le début de chacune des séries qui vont être décrites ; ce sont surtout des rayons α du RaC. On voit que, dans la plupart des cas, il n'y a pas de hausse notable et que, par conséquent, tout le dépôt actif avait été chassé.

2. Mme Curie, *Cours de radioactivité*, t. I, p. 407.

3. *Ibidem*, p. 598.

substances avec le radium (qui est la même, comme on sait, pour chacune des substances) est arbitrairement posée égale à 100.

t	Emanation	Ra B	Ra C
0	0,000	0,000	0,000
20m	0,249	0,041	0,011
1h	0,747	0,551	0,156
5h	2,226	1,705	1,572
10h	7,25	6,75	6,40
20h	13,92	13,46	13,16
100h	52,8	52,5	52,5
∞	100	100	100

On voit que pour des temps supérieurs à 20 heures par exemple, l'équilibre de l'émanation avec Ra B et Ra C ($\lambda_1 N_1 = \lambda_B N_B = \lambda_C N_C$) est atteint d'une façon assez approchée, et on peut mettre le rayonnement i_β sous la forme :

$$i_\beta = i_R + \frac{\eta_1}{\lambda_1}\left(1 - e^{-\lambda_1 t}\right) + i_{0E}\, e^{-\lambda_E t}.$$

η_1 étant proportionnel à la production d'émanation par heure, et i_{0E} à la quantité d'émanation qui reste éventuellement dans le sel après la chauffe[1]. Comme on connaît par l'expérience les intensités i_β pour différentes époques t, on peut essayer de trouver des valeurs de i_R, η_1 et i_{0E} telles que la formule (1) représente avec assez d'approximation les nombres expérimentaux : mais, sauf dans les cas où il y a manifestement un grand excès d'émanation au début, on trouve que la formule peut être satisfaite indifféremment en posant $i_R = 0$ ou $i_R = 0$; autrement dit, le calcul ne permet pas de décider d'emblée si l'intensité i_β qu'on observe au début doit être mise sous la forme d'un terme constant, ou bien d'une quantité qui décroîtra avec le temps, ou encore d'une somme de quantités de chacune des deux espèces. On verra plus loin qu'un choix entre ces suppositions est conseillé par d'autres considérations ; mais ce choix une fois fait, le calcul dont il s'agit donne la quantité initiale $i_0 = i_R + i_{0E}$ et la production η_1 d'émanation par heure ; dès lors, on connaît le rapport k qu'il y a entre l'intensité au début et celle d'équilibre ; en effet, cette dernière est $i_R + \frac{\eta_1}{\lambda_1}$ ou bien, approximativement, $\frac{\eta_1}{\lambda_1}$; par conséquent, $k = \frac{i_0 - i_R}{\eta_1}$.

Je passerai maintenant en revue les diverses expériences représentées sur les figures 2—9. J'ai commencé par évaporer sur une lame de platine une solution contenant 1/20 milligr. de $RaCl^2$ pur : après avoir chauffé pendant quelques minutes au chalumeau, j'ai fait une série de mesures, non représentée sur les figures, qui a montré que toute l'émanation n'avait pas été enlevée par la chauffe ; en effet, en posant $i_R = 0$ et en calculant i_{0E} et η_1 comme il a été dit, on trouve $k = 0{,}061$, c'est-à-dire une quantité initiale égale à 6 pour 100 de celle d'équilibre ; or on verra plus loin qu'il est possible d'atteindre des valeurs de k beaucoup plus basses. J'ai chauffé alors la même lame dans la flamme d'un bec Méker, en l'y maintenant pendant trois heures, ceci afin d'obtenir la disparition spontanée du RaC qui n'aurait pas été volatilisé : les mesures faites après cette chauffe sont représentées par la figure 2 : les temps moyens (t_m) en heures sont inscrits sur chaque courbe, ainsi que les coefficients μ calculés d'après l'inclinaison des droites. Si l'on détermine graphiquement les intensités i_β et que d'autre part on les calcule d'après la formule (1) en posant $i_R = 0$, $\eta_1 = 0{,}70$, $i_{0E} = 5{,}5$, on obtient la comparaison suivante :

Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4

t en heures	i_β observé	i_β $i_R = 0$ $\eta_1 = 0{,}70$ $i_{0E} = 5{,}5$
0,33	5,5	5,7
5,28	5,8	5,6
25,8	17,6	17,7
77,2	41,5	41,8
119,5	55,0	55,0

1. On suppose ici que toute l'émanation produite s'accumule dans l'appareil, c'est-à-dire que celui-ci n'a pas de fuites : du reste, le sel chauffé ne dégage généralement que peu d'émanation.

La quantité initiale est donc de 5,5 unités, soit 5,9 pour 100 de la quantité d'équilibre qui est 0,70 : 0,0075 = 95,5. En comparant aux séries ultérieures, on conclut qu'ici encore il y a eu un résidu d'émanation au début. L'examen de la figure montre en outre que μ diminue avec le temps, et cette baisse semble assez considérable pour ne pas pouvoir être expliquée en totalité par l'excès du RaB sur RaC qui a lieu nécessairement au début.

Pour voir si l'on ne parvenait pas à mieux se débarrasser de l'émanation en employant une température plus élevée, j'ai chauffé la même lame pendant 3 heures à 1320° dans un four électrique; mais les mesures (fig. 3) ont montré que la quantité initiale calculée ci-dessus était plus grande qu'auparavant, à savoir 7,1 pour 100 de la quantité d'équilibre. En répétant encore une fois la chauffe à 1320°, la quantité résiduelle a augmenté jusqu'à 12,6 pour cent (fig. 4). Cette augmentation graduelle vient sans doute de ce que le $RaCl^2$ présent en couche mince subit, à température élevée, une modification telle qu'il ne dégage plus la totalité de son émanation, ainsi que je l'ai signalé dans ma note précédente.

N'arrivant pas à priver le $RaCl^2$ de toute son émanation, j'eus recours à un mélange de $BaCl^2$ + $RaCl^2$, à 1 pour 100 environ de $RaCl^2$ et de même activité à peu près que l'échantillon précédent de $RaCl^2$ pur.

Fig. 5. Fig. 6.

Ce sel a été chauffé au chalumeau, et les mesures (fig. 5) ont fait voir de suite une différence notable. Tout d'abord, le coefficient μ de la première courbe est très grand; de plus, on constate que le point relatif à $x = 58\ \mu$ se trouve sur le prolongement de la partie droite, ce qui prouve qu'au moment correspondant à la première courbe il n'y avait pas de RaC[1] (au contraire, dans les trois figures précédentes, ce point tombe au-dessus de la droite prolongée, en conformité avec l'existence d'une quantité initiale d'émanation ayant déjà produit du RaC au moment de la mesure). En même temps, la quantité initiale calculée est beaucoup plus faible, car la formule (1) satisfait aux expériences, si l'on pose $\eta = 0{,}55$, $i_{0E} = 1{,}2$, d'où $k = 0{,}026$; ou encore si l'on prend $\eta = 0{,}54$, $i_{0E} = 0$, $i_1 = 1{,}5$, donc $k = 0{,}029$.

Le même échantillon a été chauffé ensuite très fortement deux fois à trois heures d'intervalle, et les mesures commencées aussitôt après la deuxième chauffe; les résultats (fig. 6) sont analogues aux précédents, avec un coefficient μ diminuant graduellement d'une courbe à l'autre; on a $k = 0{,}027$ ($\eta = 0{,}14$, $i_{0E} = 0{,}5$) ou $k = 0{,}028$ ($\eta = 0{,}156$, $i_{0E} = 0{,}5$)[1].

Pour la suite de ces essais, j'ai remplacé le chlorure par un bromure, ayant à peu près la même teneur en radium par rapport au baryum[2], et j'ai pris toutes les précautions pour ne pas avoir d'émanation résiduelle au début. Le sel était fraîchement déposé sur la lame pour chaque chauffe; avant de faire le dépôt, je maintenais la solution au bain-marie pendant quatre à cinq heures, afin que l'émanation s'en dégageât continuellement et que le dépôt actif eût le temps de se détruire; dans la dernière expérience (fig. 9), j'ai interrompu la chauffe pendant une heure pour faire passer un courant d'air à travers le liquide, ainsi qu'on le fait lors d'un dosage de radium pour retirer d'une solution toute l'émanation qu'elle contient. Pour les deux dernières séries (8 et 9), j'avais modifié un peu l'appareil, de façon à mieux assurer son étanchéité et à me garantir ainsi contre des fuites de l'émanation accumulée, qui peuvent conduire à des valeurs trop faibles de η et, partant, à des quotients k trop grands.

Les résultats sont représentés par les figures 7, 8 et 9, et les intensités i_β portées au tableau de la page suivante.

Dans chacune de ces séries, on constate les mêmes particularités que dans celles relatives au chlorure, à savoir: 1) présence d'une activité β initiale ($k = 0{,}02$),

1. Le calcul, il n'y a que les rayons α du RaC qui puissent aller jusqu'à 58 μ; les autres ont des parcours bien moindres.

1. La quantité de radium sur la lame, évidemment proportionnelle à η, a donc diminué de moitié d'une série à l'autre (0,14 au lieu de 0,55); c'est qu'une partie du sel, fondu pendant la chauffe, avant coulé sur l'envers de la lame; en outre, il peut y avoir eu volatilisation, la lame ayant été chauffée jusqu'à faire apparaître la vapeur verte du baryum.

2. C'est avec du bromure qu'ont été faites les expériences de M. Hahn ainsi que celles de M. Bragg sur le parcours des rayons α, où il s'agissait également de débarrasser le radium autant que possible de ses produits.

qui semble constituer une limite vers laquelle on tend à mesure qu'on élimine plus parfaitement l'émanation ;

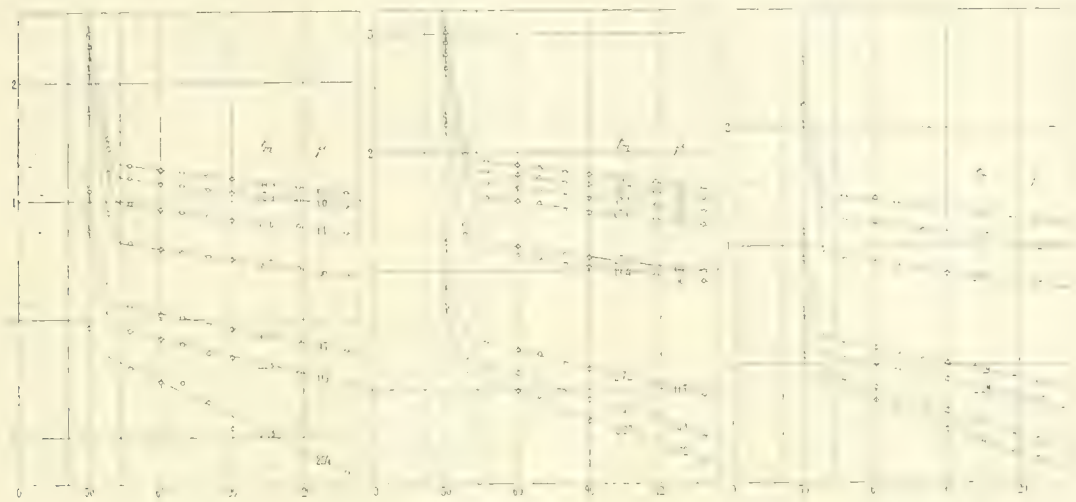


Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

Série 7.

t_m en heures	t_2 observé	$t_1 = 0{,}50$; $t_{01} = 0{,}9$	$t_1 = 0{,}20$; $t_R = 1{,}0$	μ
0,48	1,1	1,1	1,1	224
2,58	1,4	1,6	1,7	115
4,55	1,9	2,2	2,3	89
18,5	5,9	5,9	5,9	66
45,6	12,2	12,2	12,2	61
95,4	20,6	20,6	20,5	60
144,4	26,8	26,8	26,6	60
		$k = 0{,}022$	$k = 0{,}026$	

Série 8.

t_m en heures.	t_2 observé.	$t_1 = 1{,}05$; $t_{01} = 2{,}7$ ou $t_1 = 1{,}01$; $t_R = 2{,}7$	μ.
0,27	2,7	3,0	172
1,41	3,2	4,1	149
2,72	4,3	5,4	115
19,4	20,0	21,0	66
25,6	25,5	24,6	64
67,6	55,5	56,2	61
97,1	72,5	72,5	60
144,7	92,6	91,9	60
214,8	111,8	110,5	60
		$k = 0{,}020$	

Série 9.

t_m en heures	t_2 observé	$t_1 = 0{,}51$, $t_{01} = 1{,}4$ ou $t_1 = 0{,}50$, $t_R = 1{,}4$	μ
0,41	1,4	1,6	175
1,12	1,5	1,9	151
2,29	1,9	2,5	105
5,29	2,4	3,0	95
20,6	10,8	10,9	65
51,5	22,8	22,7	62
91,5	34,9	34,5	60
		$k = 0{,}021$	

2) coefficient μ grand au début et baissant régulièrement avec le temps ; 3) absence de rayons α du RaC au début, déduite de la position du point $r = 38\ \mu$ sur la droite des rayons β prolongée. Tous ces résultats s'accordent avec l'hypothèse d'un rayonnement β peu pénétrant, particulier au radium, invariable par conséquent avec le temps ; de plus, la façon dont diminuent les coefficients d'absorption est conforme à celle qu'on obtient théoriquement, en admettant que le rayonnement observé résulte de la superposition d'une activité i_R invariable avec le temps et ayant un coefficient $\mu_R = 200$ par exemple, et d'une activité i_{BC} avec $\mu_{BC} = 60$, proportionnelle à chaque instant à la somme des vitesses de décroissance du RaB et du RaC. En employant l'indice x pour désigner l'intensité qui reste après une épaisseur x d'écran traversée, on a

$$i_{R,x} = i_R e^{-\mu_R x} \qquad i_{BC,x} = i_{BC} e^{-\mu_{BC} x} ;$$

la somme de ces deux termes ne sera pas elle-même une exponentielle, mais elle pourra, dans un intervalle $(x_1\ x_2)$ être remplacée, pour les besoins du calcul, par l'exponentielle

$$i_x = i e^{-\mu x},$$

si l'on pose :

$$\begin{cases} i_1 e^{-\mu_{BC} x_1} + i_R e^{-\mu_R x_1} = i e^{-\mu x_1} \\ i_2 e^{-\mu_R x_2} + i_{BC} e^{-\mu_{BC} x_2} = i e^{-\mu x_2} \end{cases}$$

Le coefficient moyen du rayonnement composé sera

alors $\mu' = \log \text{nat} \dfrac{i e^{-\mu x_1} - i e^{-\mu x_2}}{i_2 - i_1}$,

ou bien, en faisant les substitutions,

$$\mu = \mu_R + \frac{1}{x_2 - x_1} \log \text{nat} \frac{i_1 e^{-\mu_{BC} x_1} + i_R e^{-\mu_R x_1} - i_2 e^{-\mu_{BC} x_2}}{i_2 e^{-\mu_R x_2} + i_{BC} e^{-\mu_{BC} x_2} - i_1 e^{-\mu_R x_1}} \quad \ldots (2)$$

L'intensité i_{BC} est déterminée pour différentes époques en additionnant les deux dernières colonnes du tableau cité dans la première partie de cette note; quant au rayonnement constant i_B, nous supposerons qu'il est égal à 0,02 de i_{BC} à l'équilibre, c'est-à-dire à 4 avec les unités adoptées au tableau. Comme intervalle $x_1 x_2$, on prendra celui où les courbes des figures 2-9 sont rectilignes : on posera donc $x_1 = 0{,}005$ cm, $x_2 = 0{,}014$ cm. En substituant tout ceci dans (2), on trouve les valeurs de μ' suivantes :

0	200	10	71
20	195	20	65
1	155	100	62
5	97	∞	61

On remarque que la baisse se poursuit pendant plusieurs jours et que le rayonnement constant influence l'absorption même à l'état d'équilibre (on a $\mu' = 61$ au lieu de 60); d'autre part, on voit qu'après 20m, c'est-à-dire au moment auquel se rapportent les premières courbes de mes expériences, le coefficient n'est pas encore très différent de celui qu'on aurait pour $t = 0$.

Pour faire voir que la décroissance de μ ainsi calculée est suffisamment en accord avec les expériences, on a tracé une courbe (fig. 10) d'après les valeurs théoriques du tableau ci-dessus (les abscisses étant les temps en heures), et l'on a marqué par de petits cercles les points correspondant aux valeurs observées.

Fig. 10.

Il est intéressant d'examiner une autre hypothèse, d'après laquelle le rayonnement initial absorbable serait dû non plus au radium lui-même, mais à un excès du RaB sur le RaC, excès qu'on a lorsque l'état d'équilibre n'est pas encore atteint. On sait en effet que les rayons β du RaB sont plus absorbables que ceux du RaC; quant à la valeur exacte du coefficient, elle est malaisée à déterminer par l'expérience, attendu qu'on n'a jamais de RaB qu'il ne se forme aussitôt du RaC; c'est d'une façon très indirecte que M. Schmidt a trouvé, dans son important travail[1], les coefficients 13, 80 et 890 qui correspondraient à trois groupes de rayons. Ce qu'on connaît mieux, ce sont les valeurs de μ pour le RaC seul et pour l'ensemble de RaB + RaC : or, en désignant par i_B et i_C les rayonnements dus au RaB et au RaC séparément, et par μ_B, μ_C leurs coefficients, on a pour le coefficient μ du rayonnement résultant, une formule analogue à (2) :

$$\mu = \mu_C - \frac{1}{x_2 - x_1} \log \text{nat} \frac{\dfrac{i_C}{i_B} - e^{-\mu_B (x_2 - x_1)}}{\dfrac{i_C}{i_B} - e^{-\mu_B (x_2 - x_1)}} \qquad (5)$$

Si l'on admet les valeurs de $\mu_C = 50$ pour le RaC et de $\mu' = 61$ pour RaB + RaC en équilibre avec le radium (c'est-à-dire lorsque $i_B = i_C$), et qu'on résolve (5) par rapport à μ_B, on trouve deux valeurs $\mu_B = 75$ et $\mu_B = 498$; cela signifie que les deux exponentielles e^{-75x} et e^{-498x}, ajoutées chacune à e^{-50x}, produisent deux fonctions telles que, *dans l'intervalle de x considéré*, les logarithmes en sont représentés, d'une façon assez précise, par des droites ayant un même coefficient angulaire. Ainsi, en se limitant aux épaisseurs d'Al comprises entre 50 μ et 140 μ, il n'est pas absurde d'admettre pour le RaB un coefficient $\mu_B = 498$. Calculons donc, en posant $\mu_C = 50$ et $\mu_B = 498$, les valeurs de μ' à différentes époques, c'est-à-dire pour différentes valeurs de $\frac{i_C}{i_B}$. L'activité β initiale qu'on a observée dans les expériences sera maintenant censée provenir d'un résidu d'émanation non éliminé par la chauffe et égal à 0,02 de la quantité d'équilibre; le RaB et le RaC provenant de la désintégration de cette émanation viendront s'ajouter aux quantités produites par le radium. En décomposant les activités totales i_B et i_C suivant les deux sources de production, on écrira :

$$i_B = (i_B, \text{Ra}) + (i_B, \text{Em}) \qquad i_C = (i_C, \text{Ra}) + (i_C, \text{Em}).$$

Les premiers termes de chaque somme sont donnés par le tableau auquel on a déjà eu affaire, et les seconds se calculent d'une façon analogue ; on obtient en définitive les résultats suivants :

t	Ra i_B	Ra i_C	$\frac{i_C}{i_B}$	Em i_B	Em i_C	$\frac{i_C}{i_B}$	$\frac{i_C}{i_B}$	μ'
0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	—	—	498
20m	0,041	0,062	0,705	0,011	0,175	0,184	0,262	87
1h	0,754	1,148	1,749	0,156	0,996	1,152	0,659	66
5h	1,705	1,945	3,650	1,572	1,905	3,277	0,898	62
10h	6,75	1,865	8,595	6,40	1,872	8,27	0,962	61
∞	100	0,000	100	100	0,000	100	1,000	61

Ainsi les coefficients du rayonnement de RaB + RaC décroissent avec le temps, comme dans le cas d'une activité β du radium lui-même; mais la baisse est

1. *Ann. d. Phys.*, 21, 1906, 609.

beaucoup plus rapide, et au bout de 5 heures on a déjà presque la même valeur qu'à l'équilibre. Ceci ne correspond pas aux expériences et fait conclure au rejet de l'hypothèse examinée. A plus forte raison devrait-on écarter cette dernière, si, comme il est probable, le coefficient φ_R a une valeur inférieure à 498. La formule de M. Schmidt donne $\varphi_R = 100$ environ pour l'intervalle considéré, et, d'après M. Hahn, $\varphi_R = 77$ pour toutes les valeurs de x.

Le résultat général de tout ce qui précède est le suivant : *en s'efforçant de priver le radium de ses produits, on n'arrive pas à diminuer l'activité β au delà de 2 pour 100 environ de la valeur correspondant à l'équilibre. Le rayonnement β restant est très absorbable, il a un coefficient de l'ordre de 200 cm⁻¹ : il paraît devoir être attribué au radium lui-même.*

(Manuscrit reçu le 15 Août 1910)

Décomposition de l'eau par l'aigrette.

Par Miroslaw KERNBAUM.

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.]

Introduction

On sait que de nombreuses réactions chimiques produites dans les gaz par les rayons ultra-violets se laissent aussi effectuer par effluve électrique et vice-versa. Ainsi, par exemple, la dissociation de l'acide carbonique sous l'influence de l'effluve, étudiée en 1872 par Thénard[1] fut réalisée en 1907 par MM. Chapman, Chadwick et Ramsbottom[2] à l'aide de la lumière ultra-violette. C'est à l'effet de l'étincelle électrique dans l'oxygène de l'air qu'on doit la découverte de l'ozone par Schönbein en 1844, et en 1900 M. Lenard[3] signala le même phénomène sous l'action du rayonnement ultra-violet.

M. Warburg [en partie en collaboration avec MM. Leithäuser, Pohl et Noda] a étudié de plus près les conditions physiques qui accompagnent des réactions, produites dans les gaz, par les décharges électriques et démontra qu'elles ne suivent plus la loi de Faraday. Ces réactions ne sont donc point assimilables au phénomène de l'électrolyse, mais, étant réversibles, elles ont plusieurs analogies avec les réactions photochimiques[4].

Dans le *Radium* du mois d'Août 1909, j'ai décrit l'action chimique provoquée sur l'eau distillée par les rayons ultra-violets, émis par une lampe à mercure en quartz. L'hydrogène seul est mis en liberté et l'oxygène, en se combinant à l'eau, forme de l'eau oxygénée. On peut considérer cette réaction comme une *forme anormale* de décomposition de l'eau, et, puisque la quantité d'hydrogène libéré équivaut bien à celle de l'eau oxygénée, dissoute dans l'eau, elle peut se représenter par la formule :

$$2H^2O = H^2O^2 + H^2$$

Il a été intéressant d'étudier si cette réaction, qui est d'ailleurs limitée à des petites quantités, ne se laissait pas reproduire à l'aide de l'aigrette.

Pour éviter une simple électrolyse on ne pouvait employer dans ces expériences de l'eau liquide mais seulement de la vapeur. Il est vrai que de nombreuses publications ont déjà paru sur la décomposition de la vapeur d'eau par étincelle électrique. Le premier mémoire sur ce sujet de Perrot[1] remonte à un demi-siècle; récemment MM. J.-J. Thomson, Chapman et Lidbury, Holt et Hopkinson[2] se sont occupés de la question; les deux derniers surtout dans le but de démontrer que la séparation de l'oxygène et de l'hydrogène de la vapeur d'eau, décomposée par étincelle électrique, est due à la différence des vitesses de diffusion de ces deux gaz et non à un effet de l'électrolyse.

Or, si, pendant toutes ces recherches, on n'a pas remarqué de surproduction d'hydrogène accompagnée de la formation d'eau oxygénée, cela s'explique facilement.

Le peroxyde d'hydrogène se décompose à une température qui dépasse 60°, en dégageant son oxygène; on obtenait donc, comme produit définitif de dissociation, les deux gaz dans la proportion normale d'un volume d'oxygène à deux d'hydrogène.

Pour éviter cet inconvénient je me suis servi de vapeur d'eau *saturée à la température ordinaire* et j'ai réussi à obtenir le résultat prévu, analogue à celui qui a été observé précédemment pour les rayons β du radium et les rayons ultra-violets.

1. *C. R.*, 74, 1280 et 75, 1872, 118.
2. *Journ. Chem. Soc.*, 1907, 942.
3. *Ann. de Phys.* IV, 1, 1900, 486.
4. Voir dans le *Jahrbuch. d. Radioakt.*, 6, 1909, 181-229, l'article où M. Warburg passe en revue un certain nombre de travaux, exécutés par lui et ses élèves, sur l'effet de l'effluve électrique.

1. *Ann. Chimie et Physique*, 1861, 161.
2. *Philosoph. Mag.*, 16, 1908, 92. Analyse dans *le Radium*, Janvier 1909.

Dispositif expérimental.

L'appareil que j'ai employé pour ces expériences est représenté sur les figures 1 et 2. La figure 1 reproduit une partie de l'appareil qui m'avait servi

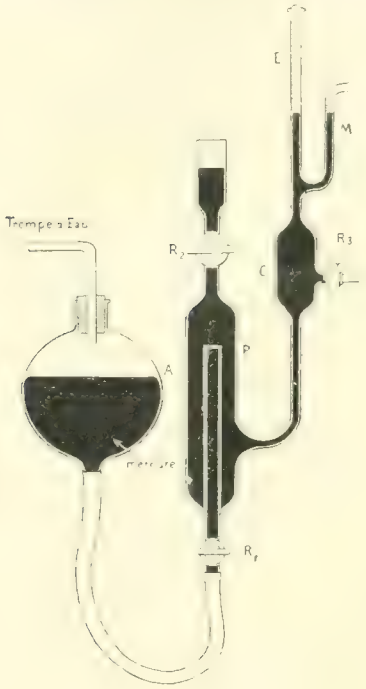


Fig. 1.

dans mes expériences précédentes; la figure 2 est un nouvel appareil qui se fixe sur la partie M de la

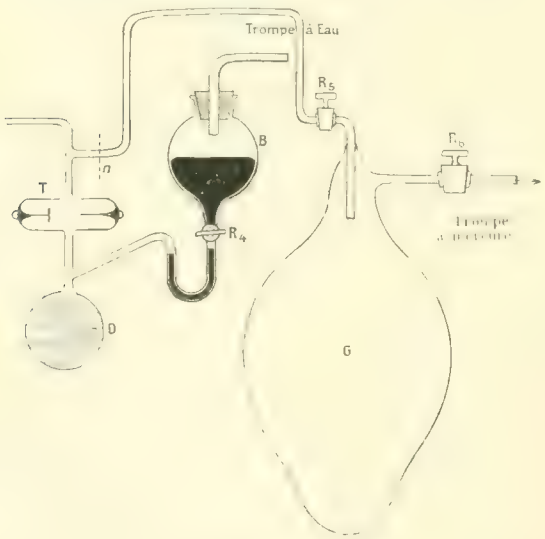


Fig. 2

figure 1. Il ressemble à celui qui est décrit en détail dans l'article : « Sur la décomposition de l'eau par les rayons β du radium et les rayons ultra-violets »[1].

Pour se débarrasser des gaz, absorbés dans l'eau distillée, on la soumettait à l'ébullition prolongée, puis on la refroidissait dans un vase hermétiquement fermé. On faisait le vide dans l'appareil, on chauffait bien ses parois pour éviter les traces d'air qui pourraient après être absorbées par l'eau.

Pendant que le mercure remplissait l'ampoule A, le purgeur P et le cylindre C (mais pas les tubes E et M, comme cela est représenté sur le dessin), on faisait couler l'eau de l'ampoule B, où elle avait été bouillie encore une fois sous pression réduite et à la température ordinaire, dans l'ampoule D (du volume de 10 cm³). Pour empêcher tout contact des gaz provenant de la décomposition de la vapeur avec la graisse du robinet R_4, on mettait un peu de mercure dans l'ampoule B et on le faisait descendre dans le tube, coudé en U, qui mène à l'ampoule D.

Il a été très important d'avoir la pleine certitude que l'aigrette se produit dans la vapeur d'eau pure, puisque les moindres traces d'air auraient donné de l'ozone. La méthode, employée ordinairement pour faire un bon vide sur l'eau, consiste à la congéler d'abord dans l'air liquide. J'ai remarqué cependant en congélant l'eau, qui a été préalablement bouillie, de nombreuses petites bulles se former dans la glace. Ces bulles peuvent bien provenir des gaz qui n'étaient pas complètement extraits ou entre temps absorbés dans l'eau, et si petites qu'elles soient, l'air qu'elles contiennent reste enfermé dans la glace pendant que la trompe est en action ; il s'échappe sans qu'on puisse le constater facilement, quand la glace commence à fondre.

J'ai donc préféré me servir de la méthode employée précédemment dans les essais sur l'action des autres formes de rayonnement sur l'eau. Le robinet R_5 étant fermé et R_6 ouvert, je faisais le vide dans le ballon G, dont le volume était important par rapport à celui de l'appareil. Un bon vide une fois atteint, j'ouvrais pour un instant le robinet R_5; l'air de l'appareil répandait dans le ballon G, entraînant seulement peu de vapeur. Je remettais alors la trompe en marche, absorbais la vapeur facilement dans le flacon à anhydride phosphorique et refaisais le vide dans le ballon G.

Après avoir répété cette manipulation plusieurs fois, et ayant constaté à la jauge de Mac-Leod que la pression de l'air sec était inférieure à 1/500 de millimètre, on fermait l'appareil à la lampe, à l'endroit marqué sur la figure par le trait *n*. La méthode décrite a deux avantages : elle empêche la diffusion de la vapeur dans la trompe, comme la congélation, et les moindres traces d'air se dégagent encore de l'eau, pendant qu'on fait le vide; elle est donc, en même temps, plus certaine, plus commode à manier et moins coûteuse que la congélation.

L'aigrette jaillissait dans le tube T, entre la pointe, formée d'un fil de platine étiré de 0,1 mm d'épaisseur et un petit disque aussi en platine, de 2 cm.

1. *Le Radium*, Août 1909. *C. R.*, Novembre 1909.

de diamètre, qui se trouvait à la distance de 5 mm. On réunissait la pointe au pôle négatif d'une forte machine électrostatique de Wimshurst à 10 plateaux; le disque était mis à la terre, ou en communication avec le pôle positif.

Les tubes E et M servaient de manomètre; la partie supérieure du tube E étant aussi remplie de vapeur d'eau saturée, ce manomètre marquait la pression indépendamment de la température ambiante, mais l'échauffement de la vapeur et du gaz, provenant de sa décomposition, exerçait une certaine influence et exigeait une correction, d'ailleurs très facile. Cet échauffement ne dépassait jamais 4 à 5°.

Observations.

Le manomètre signalait une augmentation de pression depuis le moment où la machine électrostatique se mettait en marche; cet accroissement de pression n'était pas proportionnel au temps, mais diminuait visiblement et cessait tout à fait au bout d'un quart d'heure environ. Un état d'équilibre s'établissait alors et l'effet de l'aigrette semblait être nul si l'on prolongeait l'expérience.

Après avoir arrêté la machine, j'attendais que l'équilibre thermique soit établi dans l'appareil pour pouvoir faire la correction de température et je faisais passer le gaz recueilli dans le tube eudiométrique E, où je mesurais son volume et, en le combinant par étincelle avec oxygène, je m'assurais que c'était de l'hydrogène pur.

L'eau retirée de l'ampoule D ne contenait pas d'eau oxygénée en quantité qui pût être mise en évidence par les réactions chimiques les plus sensibles. Mais si l'on découpait de l'appareil le tube T et le lavait avec de l'eau distillée, en y ajoutant quelques gouttes d'iodure de potassium amidonné, on observait de suite l'apparition d'une belle coloration bleue.

Il semble donc que l'eau oxygénée se forme à l'état de vapeur au voisinage de la cathode, et se dépose lentement sur les parois environnantes.

Ces résultats prouvent que la réaction, provoquée par l'aigrette, suit la formule donnée dans l'introduction. Quant à l'état d'équilibre, qui a été aussi observé sous l'action des rayons β et des rayons ultra-violets, je crois qu'il faut l'expliquer par la recombinaison de l'hydrogène à l'eau oxygénée.

La réaction se poursuit donc dans les deux sens sous la forme probable :

$$2H^2O \rightleftarrows H^2O^2 + H^2.$$

Il est évident que cet état d'équilibre, qui peut être défini par la quantité d'hydrogène produit (plus facilement accessible aux dosages que celle de l'eau oxygénée), dépend de la température de la vapeur, de la distance de la pointe au plateau, du voltage, etc.

Mais il est important de prévenir que, dans les mêmes conditions, la quantité d'hydrogène obtenue varie beaucoup, suivant l'état de la pointe.

Pour la pointe fraîchement étirée, j'ai obtenu 525 mm³ d'hydrogène (volume mesuré à la pression atmosphérique) sur 22 cm³ environ qu'occupait la vapeur d'eau saturée, c'est-à-dire à peu près 2,4 pour 100. Dans une deuxième expérience, avec la même pointe qui semblait s'être un peu oxydée, j'ai recueilli seulement 180 mm³ d'hydrogène faisant 0,8 pour 100 du volume qu'occupait la vapeur décomposée, et la troisième expérience, exécutée sans nettoyage de la pointe, dans les mêmes conditions, montra un effet presque négligeable.

Les résultats de ces trois expériences sont reproduits graphiquement sur la figure 3, qui donne des

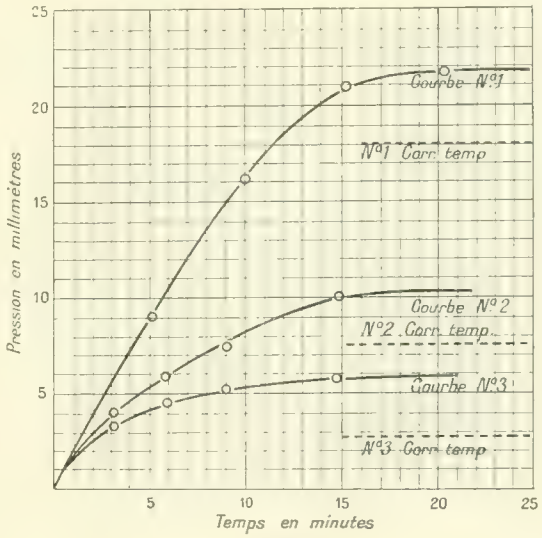


Fig. 3.

courbes de pression du gaz provenant de la décomposition en fonction de temps.

Le volume occupé par la vapeur et l'hydrogène formé restait constant pendant la durée de chaque expérience (sauf une petite correction, due au déplacement du niveau du mercure dans le tube M). La quantité d'hydrogène libéré était donc proportionelle à l'accroissement de pression et peut être mesurée directement par la courbe, si l'on connaît le volume total du gaz à la pression atmosphérique, qui est indiqué plus haut.

Ces courbes demandent encore une correction de température, puisque, comme je l'explique dans « le dispositif expérimental », l'augmentation de pression marquée par le manomètre pendant le passage du courant est due en partie à l'échauffement par l'aigrette.

J'indique donc sur la figure pour les trois cas la position du manomètre au moment de l'équilibre thermique dans l'appareil et le lecteur peut lui-même

faire la correction de température pour tous les points des courbes. J'ai préféré reproduire ici des points originaux, notés pendant la marche de l'expérience.

Discussion des résultats.

Pour expliquer les résultats obtenus on peut envisager le phénomène de deux façons :

1° La décomposition de la vapeur d'eau se passe sous l'influence de la lumière ultra-violette qui accompagne l'aigrette ;

2° Cette décomposition est un effet d'ionisation, produite dans la vapeur par les électrons, sortant de la pointe.

La première façon de voir a été discutée pour le cas de production de l'ozone et plusieurs réactions chimiques par M. Warburg dans l'article du *Jahrbuch* cité plus haut.

M. Warburg fait ressortir que l'action chimique est concentrée dans la partie lumineuse des tubes à décharge et qu'elle varie avec la luminosité de l'effluve. Mais il constate, d'autre part, qu'il n'a jamais réussi à produire, ni par le rayonnement ultra-violet, accompagnant l'effluve, ni par la décharge dans les tubes de Geissler (ce rayonnement agissant à travers le quartz), une action chimique aussi puissante que par l'effluve électrique, passant directement dans les gaz.

Or l'aigrette dans la vapeur d'eau est très peu lumineuse et, si l'on tient compte de l'analogie avec les rayons β du radium, c'est la deuxième explication qui semble être la plus probable.

M. Bose [1], qui, parmi plusieurs réactions chimiques produites par les rayons cathodiques, a étudié aussi la décomposition de la vapeur d'eau, a observé d'abord une forte surproduction d'hydrogène, puis, après un certain temps, un dégagement d'oxygène par les parois du tube à essais. Je m'explique cette observation par la formation d'eau oxygénée, qui, se produisant simultanément avec l'hydrogène, se déposait, comme dans mes expériences, sur les parois, et en se décomposant ensuite lentement dégageait son oxygène.

Comme cause probable de la décomposition de l'eau par les rayons ultra-violets, j'ai indiqué l'effet Hertz-Hallwachs produit sur les poussières et les petites impuretés dans l'eau, qui a été observé précédemment par M. E. Bloch [2].

Ainsi, on peut risquer la conclusion que la décomposition de l'eau sous la forme anormale représentée par la formule :

$$2H_2O + H_2O_2 = H_2$$

se produit généralement comme suite de l'ionisation de l'eau ou de sa vapeur par un rayonnement des corpuscules négatifs. Mais elle n'est accessible à l'observation qu'à la température où l'eau oxygénée ne se décompose pas à son tour.

Je tiens à remercier Mme Curie et M. Debierne de l'intérêt bienveillant qu'ils ont montré pour ces recherches.

Manuscrit reçu le 28 juillet 1910

ANALYSES

Radioactivité.

Période de désactivation du polonium. — J. W. Waters *Phil. Mag.*, 19 (1910) 905-906. Cette période a été déterminée pour un échantillon de polonium âgé de cinq ans et ne possédant par conséquent que 1/1000 de l'activité initiale. Si le polonium donne naissance à une autre matière radioactive, celle-ci aurait du s'y accumuler avec le temps, et la décroissance d'activité observée ne serait pas la même que pour un échantillon neuf. L'expérience a donné 148 jours, ce qui diffère trop peu de la valeur exacte (140 jours) pour justifier quelque déduction que ce soit. Leon Kolowrat.

Dosage du Radium. — S. J. Lloyd *Journ. Phys. Chem.*, 24 (1910) 476-481. Le mode de dosage employé est celui qui est bien connu et qui consiste à introduire dans un électroscope, une quantité d'émanation mise en liberté par une préparation radifère pendant un temps donné. Les recherches de l'auteur portent sur l'influence que peut avoir sur la précision de la méthode la présence de substances étrangères.

Les solutions radifères provenaient de résidus d'uraninite, on ajoutait dans des volumes égaux de solution la substance à étudier et les fioles étaient ensuite bouchées et abandonnées à elles-mêmes pendant plusieurs jours. La mesure de la quantité d'émanation mise en liberté dans la solution était alors mesurée. Or, sauf en présence d'acide chlorhydrique ou nitrique, la quantité d'émanation recueillie est variable avec le corps ajouté, l'acide sulfurique et le carbonate de soude ont un effet perturbateur particulièrement sensible, et plus la quantité de SO^4Ba est grande moins on recueille d'émanation. Néanmoins on peut extraire toute la quantité d'émanation contenue dans la solution en présence de SO^4Ba ou CO^3Ba, mais il faut une ébullition prolongée, ou répéter les opérations. Si SO^4Ba fraîchement précipité retient l'émanation, c'est que le chlorure ou le sulfate de radium se trouve emprisonné

1. *Physik. Zeitschr.*, 5 (1904) 529.
2. *Le Radium*, 6 (1909) 74.

dans la masse presque amorphe du précipité. Sous l'influence de la chaleur, il y a recristallisation, le radium se trouve dégagé, et l'émanation peut être mise en liberté.

Ed. Salles.

Spectres de raies des rayons β obtenus par déviation magnétique. — O. v. Baeyer et O. Hahn (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 488-495). — O. Hahn et L. Meitner pensent avoir établi depuis longtemps que tout corps radioactif à rayonnement β émet, s'il est simple, un faisceau de rayons homogènes, c'est-à-dire possédant tous la même vitesse initiale. Le faisceau est absorbé suivant une loi rigoureusement exponentielle. Le paramètre qui entre dans cette exponentielle ainsi que la vitesse initiale d'émission sont, d'après ces auteurs, des constantes caractéristiques de chaque corps doué de rayonnement β, au même titre que le parcours et la vitesse des rayons α caractérisent chaque corps possédant un rayonnement de ce genre. Quand la loi d'absorption n'est pas exponentielle, il faut en conclure que le corps est complexe et se compose de divers produits ayant chacun un rayonnement β simple.

Ces vues ont été mises en doute par W. Wilson, qui considère tout rayonnement β simple comme suivant une loi d'absorption *linéaire*. D'après cet auteur c'est la présence d'une absorption exponentielle qui serait un indice d'hétérogénéité.

Pour décider la question, O. V. Baeyer et O. Hahn ont fait des spectres de déviation magnétique des rayons β. Dans leur manière de voir, toute substance à rayonnement β doit donner un *spectre de raies*, chaque raie ou bande correspondant à l'existence d'un élément constitutif possédant le rayonnement β simple. Dans les idées de W. Wilson, au contraire, on devrait observer un spectre continu.

Les expériences classiques de Kaufmann et de Bucherer semblent d'abord favoriser cette seconde théorie. Ces physiciens ont toujours obtenus les spectres de déviation magnétique continus, et MM. O. Baeyer et O. Hahn, en se servant du radium, ont obtenu le même résultat. Mais il faut observer que le radium à l'état de sel solide convient très mal à ce genre de recherches. D'abord il contient quatre produits à rayonnement β (radium B, C, et E, radium proprement dit) l'un deux, le radium C paraissant émettre deux faisceaux de rayons distincts. De plus, à cause de l'absorption dans la masse même de la substance et à cause des rayons secondaires, il se peut fort bien que les bandes caractéristiques de chaque produit soient masquées par le spectre continu.

Les substances étudiées ont été : 1° le dépôt actif du thorium, c'est-à-dire le thorium A et le thorium D ; 2° le radium E_2 ; 3° le mésothorium ; 4° le radiothorium et ses produits de désintégration.

La substance est rassemblée sur un fil fin, dont le rayonnement traverse une fente étroite et vient tomber sur une plaque photographique sensible. Tout l'appareil est dans le vide, et les champs magnétiques utilisés sont de l'ordre de 100 unités. Les temps de pose ont été de 3, 12, 15 heures.

Dans tous les cas on a observé un spectre *discontinu*.

1° Le dépôt actif du thorium a donné, à côté de la raie non déviée due aux rayons α, deux raies déviées dues au thorium A et au thorium D ; la première est la plus intense et la plus déviée, l'autre est moins nette, sans doute parce qu'elle provient de rayons plus durs. Les vitesses caractéristiques des deux groupes de rayons β sont environ 80 et 95 % de la vitesse de la lumière. On a déjà observé trois raies dont deux sont fortement déviées (rayons β très mous) et une correspondant à une vitesse inférieure de 10 [illegible] à celle des rayons du thorium A.

2° Radium E_2. — Conformément aux prévisions, cette substance donne un seul faisceau de rayons β.

3° Mésothorium 2. — Ce corps a fourni un spectre composé d'une large bande diffuse peu déviée (superposition de deux bandes) et de quatre bandes très déviées correspondant à des rayons β mous. Ceci est conforme à la nature complexe attribuée précédemment au mésothorium 2 par O. Hahn et L. Meitner.

4° Thorium X. — Cette substance donne, outre les deux raies du thorium A et du thorium D, une troisième raie fortement déviée. Cette raie correspond à un rayonnement β mou appartenant au thorium X lui-même. Léon Bloch.

Nouveau rayonnement β du thorium X. — Analogies entre les séries de l'uranium et du thorium. — D. Hahn et L. Meitner (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 493-497). — L'analogie entre le radium X et le thorium X a amené les auteurs à penser que ce dernier corps doit comme le radium posséder le rayonnement β mou. Pour mettre ce rayonnement en évidence on a préparé du thorium X à peu près exempt de produits de décomposition et étudié son activité β au moyen d'un électroscope fermé par une feuille d'aluminium de $0^{mm},01$ d'épaisseur (destinée à arrêter les rayons α). En traçant les courbes de variation de l'activité en fonction du temps, d'abord avec la préparation nue, puis avec la préparation recouverte d'une feuille d'aluminium ($0^{mm},054$ d'épaisseur), on peut construire la courbe de variation du pouvoir de pénétration des rayons β. Cette courbe présente un minimum beaucoup plus faible que la courbe correspondante fournie par les thorium A et D seuls, ce qui est déjà un indice d'un rayonnement mou du thorium X. Ceci a été confirmé au moyen d'une préparation de thorium X aussi exempt que possible des thoriums A et B. Avec cette préparation on trouve des courbes d'activité β croissant très rapidement et une courbe de pouvoir pénétrant partant d'un minimum très petit pour s'élever ensuite très rapidement. C'est bien la preuve de l'existence d'un rayonnement β mou du thorium X. Le pouvoir de pénétration de ce rayonnement est le tiers de celui du rayonnement β appartenant au thorium A. Ajoutons que les expériences photographiques de v. Baeyer et O. Hahn sont venues confirmer d'une manière directe l'existence de ce rayonnement (Voir l'analyse précédente).

Les auteurs terminent en donnant un tableau comparatif de la série de l'uranium et de la série du thorium :

Ur [illegible] rayons α	Th [illegible] rayons α
Radio Ur [illegible]	Mésothorium 1 [illegible]
Ur X [illegible] rayons β complexes	Mésothorium 2 [illegible] rayons β complexes
Ionium [illegible] rayons α [illegible]	Radiothorium [illegible] rayons α [illegible]
Radium [illegible] Ra [illegible] rayons β [illegible] / Ra X [illegible] rayons α	Th X [illegible] Th X_1 [illegible] rayons β [illegible] / Th X_2 rayons α
Emanation [illegible] rayons α	Emanation [illegible] rayons α

Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Traité de Physique, par **O. D. Chwolson**. — T. IV., premier fascicule. *Champ électrique [illegible]* (in-8° [illegible] 25 × 16), 430 p., 165 figures. (A. Hermann, éditeur, Paris, 1910). Prix : 12 francs.

La publication du premier fascicule du tome IV du remarquable traité de M. Chwolson précède la fin de la publication

du tome III. Cette quatrième partie, la dernière de l'ouvrage, sera consacrée à la science électrique et comprendra, comme l'auteur l'explique dans une intéressante introduction, cinq divisions respectivement consacrées au champ électrique constant, au champ magnétique constant, au champ magnétique variable (ce qui correspond pour l'auteur à champ électromagnétique), au passage de la décharge à travers les gaz, aux nouveaux rayons et à la radioactivité.

Sous le titre général de champ électrique constant on trouvera dans le présent volume non seulement la matière de ce qu'on entend en général par électrostatique, mais tous les phénomènes dans lesquels il existe une différence de potentiel constante entre deux corps. Au reste voici le plan d'ensemble du volume. Après avoir étudié dans un important chapitre de près de 200 pages *les propriétés du champ électrique constant*, l'auteur consacre un autre chapitre d'une centaine de pages aux *sources du champ électrique* (forces électromotrices de contact entre conducteurs de la première ou de la deuxième classe, tribo-électricité, machines électriques). On passe ensuite aux *actions du champ électrique sur les corps qu'il renferme*, puis aux *mesures électrostatiques*. L'ouvrage se termine par un chapitre sur *l'électricité atmosphérique*.

Le lecteur serait étonné d'apprendre que les qualités caractéristiques de ce volume diffèrent de celles des précédents, au point de vue de la méthode d'exposition, de l'ordre, du souci de bien définir les grandeurs dont il est question, des renseignements bibliographiques que l'on trouve à la fin de chaque chapitre. Plutôt que de revenir sur ces points qui paraissent définitivement acquis, et dans l'impossibilité d'analyser d'une manière convenable les différentes parties, nous examinerons seulement d'un peu près le chapitre consacré aux *propriétés du champ électrique constant*.

L'une des choses qui contribuent à l'originalité de ce chapitre, c'est la méthode avec laquelle les différents faits expérimentalement reconnus touchant l'équilibre de l'électricité sur les conducteurs ou les isolants sont successivement interprétés dans ce que l'auteur appelle l'image A et l'image B (dont il fait cesser l'empire souverain, d'une manière sans doute un peu trop simpliste et précise en l'an 1900). L'image A, c'est celle des deux fluides ou d'un fluide unique, agissant à distance. L'image B, c'es celle qu'a ébauchée Faraday, que Pl. Maxwell a précisée en la traduisant en langage mathématique : le siège des phénomènes est le diélectrique ; les forces à la surface des corps que l'on considère comme « chargés » sont produites par les tensions exercées sur l'extrémité des tubes de tension aboutissant à ces corps électrisés. Ainsi donc, les faits fondamentaux : existence de deux électrisations, charge superficielle des conducteurs, loi de Coulomb, induction électrostatique, énergie de la charge d'un conducteur électrisé, sont exprimés successivement dans le langage propre à ces deux systèmes de représentation ; ce rapprochement méthodique a un double avantage, d'abord celui de donner d'une manière bien nette aux conceptions de Faraday et de Maxwell le même appui sur les faits expérimentaux simples qu'à la conception, plus habituelle de Coulomb, et ensuite d'établir les liens ou la correspondance entre les deux théories. Ce parallélisme ne nuit en aucune manière au développement classique de l'électrostatique. Les conséquences de la loi de Coulomb interprétée avec l'image A conduisent au théorème de Gauss et à la discontinuité des composantes normales de la force électrique au passage à travers une couche électrisée. Les phénomènes d'induction électrostatique interprétés au moyen de la même image conduisent d'une manière très simple à l'introduction des charges « fictives » à la surface des diélectriques polarisés. Si l'on joint à cela un long paragraphe consacré à la définition et aux propriétés des potentiels de simple et de double couche, on a, avec les impressions dans les images A et B de l'énergie de la charge d'un conducteur unique et les propriétés classiques des condensateurs, plans, sphériques, cylindriques, etc., un ensemble qui nous paraît un excellent exposé de l'électrostatique élémentaire. Tout au plus faudrait il faire des réserves, au point de vue didactique, sur quelques points trop rapidement indiqués, comme la continuité des composantes tangentielles de la force électrique à la surface d'un diélectrique.

Cet ensemble est complété, d'une manière très intéressante, par un paragraphe d'une soixantaine de pages, dû en partie au traducteur, sur la distribution de l'électricité. Pour l'étude de cette branche capitale de la physique mathématique, c'est là une introduction excellente par la méthode de classement des problèmes, par le choix des mémoires originaux dont les résultats sont exposés et par celui des passages de ces mémoires principalement suivis. A ce point de vue on pourrait peut-être faire à certains passages le léger reproche d'avoir trop l'air de découpures, entre lesquelles on pourrait désirer plus de lien. Toujours est-il qu'il paraîtra sans doute fort intéressant de voir rapprochés sous une forme concise, que l'index bibliographique permettra de compléter aisément, les questions suivantes examinées dans les différentes subdivisions de ce paragraphe : 1° Distribution d'une charge donnée sur la surface d'un conducteur isolé donné. Méthode de Green. 2° Induction sur un conducteur placé dans un champ électrique donné. Equation fonctionnelle de Fredholm. Equation fonctionnelle de G. Robin (travaux récents de E. Picard). 3° Distribution de l'électricité sur un système de conducteurs. Méthode de Murphy, Méthode de G. Darboux pour un système de deux sphères. 4° Etat électrique des diélectriques placés dans un champ électrique. Théorie de Mossotti et de Clausius. 5° Equivalence des masses électriques. Méthode du balayage de H. Poincaré. 6° Forces pondéromotrices dans le champ électrique.

Ces exemples montreront mieux qu'une analyse rapide du reste de l'ouvrage que, dans la mesure où les difficultés déjà très grandes le permettent, l'auteur et les annotateurs maintiennent leur œuvre au courant des progrès les plus récents.

Louis Dunoyer

ERRATUM

T. 7, (1910) 64.

1° *Problèmes et exercices de mathématiques générales*, E. Fabry, analysé par L. Dunoyer. Ligne 12, lire : méthodique de *ce* recueil. Ligne 15 en remontant, lire : le calcul par approximation (méthode de Newton et des proportions) des racines incommensurables.

2 *Récréations mathématiques et problèmes des temps anciens et modernes*, par W. Rouse Ball, analysé par L. Dunoyer. Ligne 11 en remontant, lire : dont le ton général est celui d'une *conversation* sérieuse au lieu de « considération ».

Le Gérant : Pierre Auger. 67.525. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Les raies de Fraunhofer et la dispersion anomale de la lumière

Par W. H. JULIUS

Laboratoire de physique de l'Université d'Utrecht.

Examinons ce qui arrive quand un faisceau de lumière blanche traverse un espace où se trouve de la matière à pouvoir absorbant sélectif. Les ondes dont les périodes correspondent exactement aux périodes des vibrations propres qui caractérisent cette matière, sont absorbées, c'est-à-dire que leur énergie subit une transformation ; les électrons résonateurs reçoivent l'énergie de ces ondes pour la transmettre — d'une manière encore peu connue — aux autres corpuscules constituant les systèmes moléculaires. C'est ainsi que, dans le spectre de la lumière transmise, les *vraies* raies d'absorption prennent naissance.

Elles ne sont pas infiniment minces, car, pendant les collisions des molécules, les périodes des vibrations propres des électrons subissent de petits changements temporaires, et, d'autre part, le mouvement des molécules fait entrer en considération le principe de Doppler-Fizeau ; il s'ensuit que des ondes de périodes très voisines de celles des vibrations propres sont aussi absorbées. Toutefois, si le milieu absorbant est un gaz peu dense, les groupes d'ondes absorbées ne constituent que des raies généralement très étroites.

Il importe de ne pas confondre ces *vraies* raies d'absorption avec les raies obscures des spectres du soleil et des étoiles. Nous allons voir que les raies de Fraunhofer, que, depuis Kirchhoff, on a toujours considérées comme de simples raies d'absorption, sont, en effet, d'origine plus complexe et doivent une partie quelquefois très notable de leur largeur à une cause autre que l'absorption directe.

Pour le reconnaître, considérons encore notre faisceau de lumière blanche qui traverse un absorbant sélectif. L'influence des électrons à période propre ne se borne pas à causer l'absorption de certaines ondes ; elle se manifeste aussi dans la variation très marquée du pouvoir réfringent du milieu pour les ondes situées à proximité immédiate de part et d'autre de celles qui sont absorbées. C'est le phénomène connu de la *dispersion anomale*.

Nous désignerons comme « lumière R » les ondes voisines de la raie d'absorption du côté dirigé vers l'infra rouge du spectre, comme « lumière V » celle du côté de l'ultra-violet. Quand on approche de la raie, l'indice de réfraction croît rapidement pour la lumière R et diminue rapidement pour la lumière V.

Reste à démontrer comment ce *pouvoir dispersif anomal*, qui paraît être une propriété absolument générale de la matière, produit l'élargissement des raies d'absorption.

Cela tient à ce que, pour les ondes voisines des raies d'absorption, il résulte de ladite propriété une augmentation de la *diffusion* et de la *réfraction* des rayons lumineux.

Quant à la diffusion, lord Rayleigh a montré, en 1899[1], qu'un faisceau de rayons parallèles traversant une vaste masse gazeuse sans être absorbé, se trouve pourtant affaibli, parce que les molécules dissipent une partie de l'énergie rayonnante dans toutes les directions. Le faisceau sort du gaz avec l'intensité

$$I = I_0 e^{-hx},$$

où I_0 représente l'intensité initiale, x la longueur du chemin parcouru dans la masse gazeuse, et

$$h = \frac{32\pi^3}{3N\lambda^4}(n-1)^2$$

le coefficient de diffusion. Ce dernier dépend non seulement du nombre N des particules par unité de volume et de la longueur λ des ondes considérées[2], mais encore du pouvoir réfringent $n - 1$. Tout près d'une raie d'absorption, le facteur $(n - 1)^2$ prend des valeurs considérables, de sorte que les effets de diffusion seront toujours plus visibles au voisinage des raies d'absorption que dans les autres régions du spectre. On peut donc dire qu'il y a une *diffusion anomale* ayant pour effet d'entourer la vraie raie d'absorption d'une bande sombre, dégradée, dont l'intensité dépend du degré de dispersion anomale et de la quantité de gaz traversée, laquelle est déterminée par N et x.

A l'influence de la diffusion s'ajoute celle de la réfraction, toutes les fois que la densité du milieu

1. Rayleigh, *Phil. Mag.* [illegible] 47 (1899) [illegible]

2. On sait que lord Rayleigh explique [illegible] cette relation.

absorbant présente des irrégularités, car alors les rayons de lumière se courbent, la divergence et, par suite, l'intensité locale du faisceau varient d'un endroit à l'autre. On reconnaît aisément qu'en général il en résulte une diminution de l'intensité totale moyenne du faisceau primitif : 1° parce que le chemin parcouru dans le gaz se trouve allongé, ce qui fait augmenter la perte par diffusion ; 2° parce qu'une partie de la lumière réfractée retourne à la source.

Or, cette influence de la réfraction change avec λ et doit, elle aussi, augmenter à mesure que l'on approche des raies; donc la *réfraction anomale* contribue à l'obscurité de l'entourage des vraies raies d'absorption[1].

On ne peut pas donner ni exiger une preuve tout à fait *directe* de ce que dans les atmosphères du soleil et des étoiles les effets de la dispersion anomale sont assez forts pour produire un élargissement sensible de leurs raies spectrales. Mais quand on se rappelle que, dans notre atmosphère terrestre, la diffusion et la réfraction de la lumière sont perceptibles même pour des ondes ne subissant pas la dispersion anomale; que l'atmosphère solaire est tellement plus vaste, et montre des lignes d'absorption beaucoup plus prononcées que notre atmosphère, — alors il n'est certainement pas hardi d'*énoncer l'hypothèse* que les raies de Fraunhofer sont des raies d'absorption entourées de *bandes de dispersion*.

Nous allons vérifier l'évidence de cette hypothèse par voie indirecte, en comparant les conclusions nécessaires qui en découlent aux résultats récents de l'observation minutieuse du spectre solaire.

C'est surtout aux belles recherches de MM. Buisson et Fabry en France, et de MM. Hale et Adams en Amérique, que l'on doit la découverte ou la confirmation des lois empiriques suivantes :

1° Dans le spectre de la partie centrale du disque solaire, les raies de Fraunhofer sont déplacées vers le rouge par rapport aux raies correspondantes des spectres d'émission observés au laboratoire. L'ordre de grandeur des déplacements (très différents d'une raie à une autre) est de 0,005 unité d'Angström; ils sont donc bien plus petits que la largeur des raies.

2° Dans le spectre du bord du soleil, les déplacements des raies de Fraunhofer vers le rouge sont plus grand qu'au centre, et les raies subissent en outre un élargissement du même ordre de grandeur que les déplacements.

3° Les raies brillantes du spectre de la chromosphère (aux endroits calmes) ne montrent aucun déplacement systématique par rapport aux raies de Fraunhofer *du spectre du bord*; elles sont donc déplacées vers le rouge, exactement autant que ces dernières.

4° Quand on compare les valeurs moyennes des déplacements des raies du bord dans des sections successives du spectre, on constate un accroissement en passant du violet au rouge.

La nouvelle conception du spectre solaire que nous venons de proposer implique que les raies de Fraunhofer doivent être *asymétriques*, les raies étroites

Fig. 1.

généralement dans une mesure plus forte que les raies larges[1]. On pourra s'en convaincre en examinant la figure 1, qui représente une petite partie de la courbe de dispersion de l'atmosphère solaire au voisinage d'une raie d'absorption.

Les longueurs d'onde sont prises pour abscisses; une ordonnée zéro correspond à l'indice de réfraction $n = 1$, de sorte que les ordonnées de la courbe représentent les valeurs du pouvoir réfringent $n - 1$.

Si à l'endroit considéré il n'existait point de raie, le pouvoir réfringent serait donné par la ligne pointillée, dont l'ordonnée à peu près constante est déterminée par l'action d'ensemble de tous les électrons à périodes différentes qui, dans le mélange gazeux, influent sur la vitesse de propagation des ondes considérées.

Un coup d'œil suffit pour voir que pour les ondes situées symétriquement par rapport à la raie d'absorption (comme celles en a et a', b et b', etc.), les valeurs absolues $\pm(n - 1)$ du pouvoir réfringent sont inégales; elles sont toutes plus grandes pour la lumière R que pour la lumière V.

Le degré de diffusion et de réfraction irrégulière que les rayons subissent sur leur passage à travers l'atmosphère solaire est déterminé par ces valeurs absolues du pouvoir réfringent; il est donc plus grand

1. Outre que la réfraction irrégulière affaiblit l'intensité *moyenne* des faisceaux incidents, elle cause aussi une distribution très inégale de la lumière transmise. J'ai démontré ailleurs comment on peut déduire de ce principe une explication très simple de plusieurs phénomènes concernant les taches solaires et les images spectroscopiques.

1. *Memorie d. Soc. d. Spettr. ital.*, **38** (1909) 181; *Physik. Zeitschr.* **11** (1910) 67; *Arch. Néerl.* (2) **15** (1910) 75.

en moyenne du côté rouge que du côté violet de la raie.

L'asymétrie de la bande de dispersion qui en résulte doit se manifester comme un déplacement de la raie de Fraunhofer vers le rouge. Voilà notre explication de la première des quatre lois signalées.

La seconde loi se présente comme un cas particulier de la première; l'explication est la même. En effet, la lumière venant du bord du disque a parcouru en moyenne des chemins plus longs à travers le milieu absorbant que la lumière venant des parties centrales. Il est donc tout à fait naturel que l'influence de la diffusion et de la réfraction anomales se fasse sentir plus fortement dans le spectre du bord que dans celui du centre, c'est-à-dire que les raies du bord doivent être déplacées vers le rouge par rapport à celles du centre, et qu'en général elles sont plus larges.

Pour comparer les effets d'asymétrie dans des cas où l'intensité de la dispersion anomale est très différente, nous supposons constante, dans la figure 1, la partie de la réfraction qui ne dépend pas de la raie, et nous nous figurons que la dispersion anomale soit d'abord très faible, puis qu'elle croisse, pour à la fin devenir très considérable. Nous voyons alors l'asymétrie de la partie centrale de la bande de dispersion diminuer toujours. Or, quand on veut juger du déplacement d'une raie large à bords dégradés, on s'en rapporte à la place de la partie centrale; ces raies fortes ne se trouveront donc pas sensiblement déplacées. Pour les raies à dispersion anomale de plus en plus faible, les déplacements iront d'abord en croissant, puis en diminuant.

Plusieurs particularités que l'on rencontre dans la table des déplacements des raies du bord, publiée par M. Adams[1], se comprennent aisément en se plaçant à notre point de vue, ainsi que je l'ai démontré ailleurs[2]. Nous ne nous arrêterons pas à ces détails, dont l'étude intéressante n'a guère commencé.

L'opinion généralement admise, qui considère les raies de Fraunhofer comme de simples raies d'absorption, et leurs déplacements comme indiquant de vrais changements de longueur d'onde, attribue ces déplacements à la *pression* qui régnerait dans la couche renversante.

En se basant sur les résultats d'un grand nombre d'expériences, faites avec l'arc électrique sous pression, et sur la comparaison des phénomènes ainsi observés avec les déplacements des raies dans les spectres du centre et du bord du soleil, on a conclu que la pression dans la couche renversante devrait être d'environ 12 atmosphères à la base, 5 à 6 atmosphères en moyenne. On explique les déplacements des raies du bord par rapport à celles du centre par le fait que la lumière du bord a parcouru un chemin plus long dans la moitié inférieure que dans la moitié supérieure de la couche renversante.

Évidemment, on ne peut douter que des effets de pression ne se manifestent à un certain degré dans le spectre solaire. Mais tant que d'autres moyens pour constater une telle pression dans la couche renversante feront défaut, et puisqu'il y a la dispersion anomale, qui, elle aussi, produit des déplacements de même allure, il faut s'abstenir de se prononcer laquelle des deux causes devra être considérée comme étant prédominante.

C'est ici que la troisième loi que nous venons d'énoncer vient fournir un appui incontestable à notre hypothèse, faisant sans aucun doute pencher la balance en faveur de la dispersion anomale.

Les raies brillantes de la chromosphère sont déplacées vers le rouge exactement autant que les raies de Fraunhofer *dans le spectre du bord*. Notre théorie n'a aucune difficulté à faire comprendre ce phénomène. En effet, la lumière qui, à cause de la diffusion et de la réfraction anomales, manque dans le spectre du bord, produisant ainsi l'élargissement asymétrique des raies d'absorption, n'est pas elle-même absorbée par l'atmosphère solaire. Une partie en retourne au soleil, mais une autre partie quitte l'astre en nous donnant l'impression d'émaner de points qui ne sont pas situés sur la ligne droite qui joint l'œil de l'observateur à la vraie source : la photosphère. C'est là, d'après notre hypothèse, l'origine de la lumière chromosphérique. Les raies brillantes de la chromosphère se composent donc de la même lumière qui fait défaut dans le spectre du bord; donc les déplacements systématiques des deux classes de raies doivent être égaux.

La théorie fondée sur l'effet de pression devra admettre, pour expliquer le phénomène qui nous occupe, que dans toute la chromosphère il existe une pression sensiblement égale à celle qui détermine les déplacements des raies obscures au bord du soleil, c'est-à-dire une pression bien plus grande que la pression moyenne admise dans la couche renversante. Je crois qu'il y a là une grave difficulté à vaincre pour la théorie des pressions.

Passons à la quatrième loi, à celle qui établit qu'en général les déplacements des raies dans le spectre du bord deviennent de plus en plus grands quand on passe du violet au rouge.

L'interprétation des déplacements comme effets de pression s'accorde assez bien avec cette loi : car les déplacements par pression, réalisés dans le laboratoire, paraissent eux aussi croître avec les longueurs d'onde. Il convient pourtant de se rappeler qu'une telle concordance ne prouve pas l'identité des causes. Les séparations dues à l'effet Zeeman, par exemple, croissent tout aussi bien avec les longueurs d'onde

1. W. S. Adams, *Astroph. Journ.*, **31** (1910), 50-61.
2. W. H. Julius, *Astroph. Journ.*, **31** (1910), 428-429.

bien que, d'après les recherches récentes de M. King[1], l'effet Zeeman et l'effet de pression ne soient point intimement liés.

La théorie fondée sur la dispersion anomale se trouve dans une position analogue, pas moins favorable, vis-à-vis de notre quatrième loi.

Dans un travail antérieur[2], en parlant de l'asymétrie des bandes de dispersion, j'avais remarqué qu'elle devait augmenter à mesure que l'on va de l'extrémité rouge du spectre à l'extrémité violette, si du moins la supposition était exacte, que le pouvoir réfringent de l'atmosphère solaire, pour des ondes qui n'appartiennent pas à une région du spectre où il y a une dispersion anomale, augmente du rouge vers le violet.

La théorie qui attribue les déplacements à cette asymétrie semblait donc conduire à une conclusion directement opposée aux faits.

Mais cette conclusion n'était pas bien fondée, parce que la supposition dont elle dépend ne se vérifie pas.

En effet, on ne peut pas s'attendre à ce que le pouvoir réfringent de l'atmosphère solaire augmente du rouge au violet. L'indice de réfraction des substances transparentes augmente, il est vrai, dans le sens indiqué; c'est ce qu'on appelle « la dispersion normale »; la théorie des électrons l'attribue à l'influence prédominante de vibrations propres dans l'infra-rouge et surtout dans l'ultra-violet.

Mais si le pouvoir absorbant entier d'un milieu était restreint à un groupe de raies, situé quelque part dans le spectre visible, et que l'on se bornât à considérer la section du spectre occupée par le groupe, on constaterait un accroissement de l'indice de réfraction *moyen* (c'est-à-dire abstraction faite des anomalies de la dispersion près des raies individuelles) en allant du côté du violet vers le côté du rouge (voir les points 1, 2, 3, 4, 5 de la fig. 2).

Supposons que la figure 3 représente le spectre solaire dans toute son étendue et que la partie visible soit comprise entre *a* et *b*. Si la répartition des raies dans les parties extrêmes, encore inconnues, du spectre est comparable à celle dans la partie connue, l'indice de réfraction moyen croît à mesure que l'on avance dans la direction des longueurs d'onde croissantes. — Con-

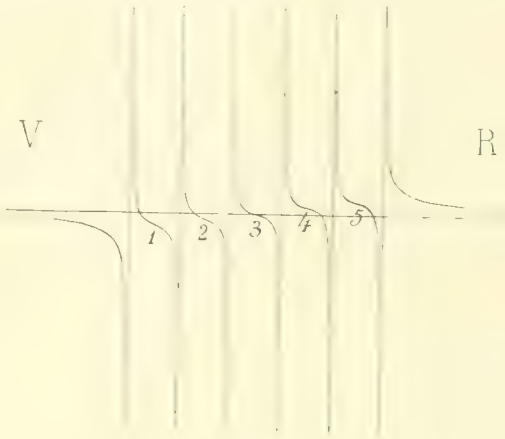


Fig. 2.

sidérons une raie quelconque dans le spectre visible. Son asymétrie dépend de la partie du pouvoir réfringent de l'atmosphère solaire, qui n'est pas causée par la raie elle-même. C'est justement cette partie qui va en augmentant du violet au rouge. Donc l'asymétrie moyenne des raies de Fraunhofer, et avec elle la valeur moyenne de leurs déplacements, croît aussi, quand on passe du violet au rouge. — conclusion qui s'accorde bien avec le résultat des observations.

Fig. 3.

En résumant notre discussion des propriétés des raies de Fraunhofer et de leur interprétation, nous pouvons constater :

1° L'hypothèse ordinaire, que les raies de Fraunhofer ne sont que des raies d'absorption, semble être en désaccord avec une des lois générales que des observations récentes ont révélées :

2° L'hypothèse qui considère les raies de Fraunhofer comme des combinaisons de raies d'absorption avec des bandes de dispersion ne se trouve en désaccord avec aucune de ces lois.

1. V. S. King, *Astrophys. Journ.*, 31, 1910, 455.
2. *Arch. Néerl.*, (2), 15, 1910, 171.

Manuscrit reçu le 20 Septembre 1910.

Potentiel de décharge dans le champ magnétique

Par A. RIGHI

Laboratoire de physique de l'Université de Bologne.

La première observation de l'influence du magnétisme sur le potentiel minimum qu'il faut appliquer à un tube à décharge, pour que ce phénomène ait lieu, remonte, je crois, à une vingtaine d'années.

A cette époque je m'occupais des phénomènes photo-électriques; mais j'eus occasion de constater aussi certains faits nouveaux qui pouvaient se produire dans l'air raréfié, même sans l'action de radiations. Ces faits sont : l'existence de la distance *critique*, c'est-à-dire qu'il y a une distance entre les électrodes pour laquelle le potentiel de décharge est minimum; la diminution du potentiel de décharge pour les petites distances, produite par un champ magnétique.

A ce qu'il paraît, ces phénomènes passèrent inaperçus, car beaucoup plus tard ils ont été établis à nouveau par d'autres physiciens.

Suivant mes anciennes observations, un champ magnétique produit une diminution du potentiel de décharge quelle que soit sa direction, longitudinale ou transversale, par rapport à la droite qui va d'une électrode à l'autre. Suivant d'autres physiciens, et particulièrement M. Meurer, qui a publié un travail récent sur ce sujet, un champ transversal augmente le potentiel de décharge. Une observation faite par M. Warburg, dans le cours de ses recherches classiques sur le retard de la décharge, rend ce fait très probable; et des recherches de M. Lehmann et de M. Sieveking, sur la perte de charge d'un électromètre dans le vide provoquée par un champ magnétique, concordent avec l'énoncé relatif au champ longitudinal.

Mes nouvelles expériences ont donné des résultats très différents. En effet, j'ai trouvé que, soit avec le champ longitudinal, soit avec le champ transversal, on a tantôt une diminution, tantôt une augmentation du potentiel de décharge suivant l'intensité du champ.

Voici quelle a été la disposition expérimentale adoptée après un certain nombre d'essais.

La force électromotrice est fournie par une batterie de petits accumulateurs, dont on peut rapidement augmenter le nombre d'une unité à la fois au moyen de contacts glissants. Un galvanomètre, une grande résistance (colonne d'alcool) et le tube à décharge sont placés dans le circuit de la batterie.

La dernière forme adoptée pour le tube à décharge est celle que la figure 1 montre à l'échelle de 1 : 3. Le tube est placé entre les pôles (à distance variable) d'un électro-aimant, au moyen duquel on peut obtenir des champs jusqu'à 9000 unités environ, même lorsque les pièces polaires sont écartées de 2,5 cm. Il suffit évidemment de tourner de 90° le tube autour

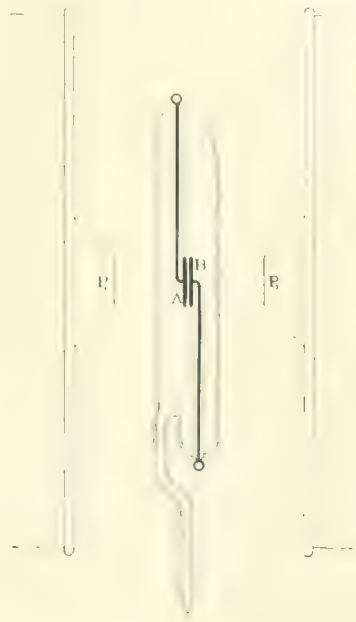


Fig. 1.

de son axe pour passer du cas où le champ est longitudinal au cas où il est transversal.

On fait les mesures de la manière suivante : on ajoute un à un des éléments nouveaux à la batterie d'accumulateurs jusqu'à ce que le galvanomètre dévie brusquement, ou bien jusqu'à ce que la décharge apparaisse dans le tube observé dans une demi-obscurité. Par le jeu de quelques interrupteurs à mercure, la batterie est alors mise en rapport avec un électromètre, qui en mesure la force électromotrice, puis les électrodes sont mises en communication avec la terre pendant un certain nombre de minutes; après quoi on procède à une mesure nouvelle, par exemple avec une nouvelle intensité du champ magnétique.

Les premières expériences m'ont fourni les renseignements qui suivent.

L'action du champ n'est remarquable que lorsque la distance qui sépare les électrodes ne dépasse pas la distance critique; les mesures ne sont aisées que pour les raréfactions que j'appelle *moyennes* (depuis 0,2 ou 0,3 mm. jusqu'à 1 mm. environ), c'est-à-dire pour des pressions qui diffèrent peu de celle pour laquelle la décharge a lieu avec la plus petite diffé-

rence de potentiel. Il faut observer que c'est aussi à ces pressions moyennes que les rayons cathodiques en champ magnétique, que j'appelle *rayons magnétiques*, révèlent mieux leurs singulières propriétés.

Aux pressions plus élevées, non seulement la distance critique devient très petite, ce qui oblige à placer les électrodes à une distance très faible entre eux, mais on reste quelquefois incertain sur l'instant

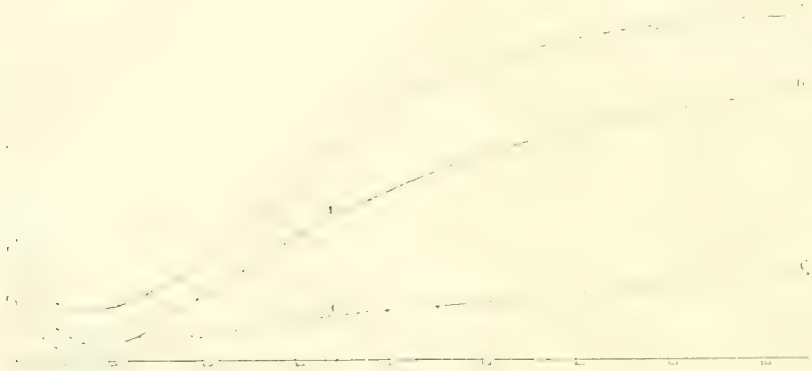


Fig. 2

où la décharge commence, à cause du fait qu'elle est d'abord lentement intermittente. Avec les pressions très faibles, il y a une difficulté d'autre nature. En effet, le galvanomètre donne d'abord une déviation très petite, qui s'accroît rapidement lorsqu'on augmente le nombre des accumulateurs, d'où une incertitude évidente, que l'on rencontre aussi si, au lieu d'observer le galvanomètre, on guette la lumière dans le tube.

On aura une idée des résultats auxquels je suis parvenu en observant les courbes des figures 2 et 3, qui ont pour abscisses les valeurs du champ magnétique et pour ordonnées les potentiels de décharge. La figure 2 se rapporte au cas du champ longitudinal, c'est-à-dire que le tube est placé entre les pôles comme le montre la figure 1 ; la figure 3 se rapporte au cas du champ transversal.

En réalité, au lieu d'un tube unique j'en ai employé trois, qui ne diffèrent entre eux que par la distance qui sépare les deux disques d'aluminium employés comme électrodes. Dans l'un de ces tubes cette distance est de 0,5 mm. et ce sont les courbes AA qui lui correspondent dans les deux diagrammes ; dans un autre tube (courbes BB) la distance entre les électrodes est 1,2 mm. ; dans le troisième (courbes CC) ladite distance est de 8 mm. La pression est dans tous les cas 0,64 mm.

Un coup d'œil sur la figure 2 montre :

Qu'un champ longitudinal peut, suivant son intensité, augmenter ou diminuer le potentiel de décharge ;

Qu'en augmentant graduellement l'intensité du champ depuis zéro jusqu'à plus que 8000, on obtient d'abord une diminution du potentiel de décharge, puis on arrive à un minimum, après quoi ledit potentiel augmente de nouveau ;

Que cette augmentation est telle, qu'on arrive à des potentiels plus élevés que sans l'action de l'aimant, c'est-à-dire que le magnétisme produit alors une augmentation du potentiel de décharge ;

Et enfin, que ces effets sont d'autant moins prononcés que la distance entre les electrodes, tout en restant moindre de la distance critique, est plus grande.

Fig. 3

L'examen de la figure 3 montre que pour un champ transversal d'assez faible intensité on a des effets semblables à ceux produits par le champ longitudinal ; mais, du moins pour des distances d'électrodes assez petites, en augmentant assez l'intensité du champ, on arrive à un maximum du potentiel, lequel diminue donc pour les champs encore plus intenses.

D'où cette conséquence, que les courbes de la figure 5, par exemple la courbe AA, peuvent être coupées en trois points par une droite parallèle à l'axe des intensités magnétiques. C'est le cas pour la droite horizontale qui correspond à 460 volts, et l'expérience suivante, très facile à répéter, reste tout expliquée. Ayant appliqué 460 volts aux électrodes, on approche peu à peu du tube l'électro-aimant, et l'on voit le tube s'allumer à un certain moment, puis s'éteindre, et enfin devenir lumineux une deuxième fois.

La forme des courbes suggère diverses expériences démonstratives, qui ne nécessitent pas l'emploi d'un électromètre. J'en décrirai une comme exemple; elle démontre l'existence du minimum.

On applique une force électromotrice de 460 volts au tube de la courbe AA (fig. 3), après avoir excité un champ de 1000 unités. La décharge n'a pas lieu, car, avec un champ de cette intensité, elle exige un potentiel bien plus élevé; mais elle se produit lorsqu'on interrompt le courant dans l'électro-aimant; cela a lieu au moment où le champ décroissant passe par une valeur déterminée pour laquelle 460 volts suffisent.

La complexité des résultats obtenus semble indiquer le concours de plusieurs causes différentes, et il serait très difficile de formuler, dès à présent, une explication satisfaisante. Toutefois, je suis d'avis qu'il y a trois causes déterminantes dont il faut tenir compte certainement.

La première, qui est la seule dont on ait parlé jusqu'ici, réside dans les modifications que le champ produit dans les trajectoires des électrons émis par la cathode. A la rigueur, on devrait y ajouter les modifications analogues subies par les trajectoires des ions; mais celles-ci sont certainement très faibles. On expliquera ainsi une augmentation du potentiel de décharge sous l'action d'un champ transversal, car les électrons, au lieu de se diriger directement de la cathode à l'anode, décriront des arcs de cercle. Le fait a été démontré par M. Meurer, et je l'ai retrouvé aussi avec mes tubes, lorsque la pression était très faible.

Mais pour les raréfactions moyennes employées dans mes expériences, le parcours libre des électrons est très court, et leur déviation magnétique moins importante. Il faut donc chercher d'autres explications, d'autant plus que celle qu'on vient d'indiquer prévoit une différence très marquée entre l'effet d'un champ transversal ou d'un longitudinal, différence qui, sauf pour les grandes intensités, n'existe pas. Les deux causes hypothétiques dont je vais parler correspondent mieux à ces exigences.

J'ai expliqué autrefois certains phénomènes de la décharge dans le champ magnétique, en supposant que, dans les gaz ionisés, peuvent se former des systèmes neutres, électron négatif — ion positif, dont les parties constituantes tournent comme les deux soleils d'une étoile double, ou encore (vu la grande différence de masse) dont l'électron constitue un satellite de l'ion. Si la distance entre l'électron et l'ion est grande par rapport aux dimensions atomiques, on pourra admettre que l'action sur l'électron se réduit à l'attraction électrique de l'ion, ce qui justifie les comparaisons que je viens de faire. J'ai montré que le champ magnétique augmente ou diminue la stabilité de ces doublets; par exemple, ils gagnent en stabilité et résistent mieux aux chocs lorsque l'électron tourne autour de l'ion dans le sens du courant circulaire qui crée le champ. En partant de cette conception, et tenant compte du fait que, vraisemblablement, entre ces deux effets opposés il n'y a pas d'exacte compensation, on arrivera, peut-être, à une explication des faits, ou à comprendre du moins que, suivant l'intensité du champ, on ait des variations de sens contraire pour le potentiel de décharge.

En troisième lieu, il me paraît évident que le champ magnétique puisse modifier les orbites des électrons contenus dans les atomes, de même qu'il modifie celles des électrons dans les doublets. Suivant les sens du mouvement et du champ, il pourra se faire que la séparation d'un électron par une collision soit facilitée ou rendue plus difficile. Voilà un nouveau point de départ pour essayer une explication des phénomènes que j'ai constatés.

Et si vraiment il y a des cas, comme semblent le démontrer les expériences citées de l'électromètre dans le vide, où la décharge n'est pas précédée par un mouvement d'ions sur lesquels le champ puisse exercer une action, on sera forcé d'admettre, que l'action seule du magnétisme peut amener l'ionisation du gaz. Cette hypothèse nouvelle, qu'il faudra mettre à l'épreuve de l'expérience, n'a rien d'invraisemblable.

En effet, il n'y a qu'à supposer que la force électromagnétique provenant du champ et agissant sur un électron d'un atome, puisse vaincre l'action des forces électriques et électromagnétiques provenant des autres parties constitutives de l'atome. Si cela a lieu, on aura aussi une diminution du potentiel de décharge.

Il est bon d'observer qu'il n'y a pas de différence essentielle entre l'action du champ sur l'électron d'un de mes doublets et celle sur un électron faisant partie d'un atome et, vraisemblablement, tous les cas intermédiaires entre l'atome et le doublet peuvent même exister. On peut ajouter que souvent les collisions transformeront un atome en doublet ou réciproquement, non pas d'un seul coup, mais par plusieurs, et qu'il en sera de même lorsqu'un électron et un ion positif tendent à former un atome. Par exemple, il peut se faire qu'un choc sur un atome n'ait d'autre effet que de éloigner quelque peu un électron, et que d'autres chocs successifs l'éloignent de plus en plus.

Ainsi l'électron tournera sur une orbite de plus en plus amplifiée, jusqu'à former avec l'ion positif restant un simple doublet. Une nouvelle collision pourra enfin séparer définitivement l'électron, c'est-à-dire accomplir l'ionisation. Il est bien entendu qu'un choc pourra quelquefois détruire en tout ou partiellement l'effet des chocs précédents.

Sur ces principes, que je présente avec toute réserve, on arrivera peut-être à établir une théorie acceptable, mais il faudra vaincre de grandes difficultés. Contentons-nous donc, en ce moment, des résultats expérimentaux, sauf à les compléter, s'il le faut, par des recherches nouvelles.

Manuscrit reçu le 15 septembre 1910.

Sur la projection du radium B

Par Louis WERTENSTEIN

Laboratoire des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

Russ et Makower ont mis en évidence à des pressions très basses la projection rectiligne des Ra A, B et C, par de l'émanation condensée et celle du Ra B par le Ra A [1]. On pouvait se demander si, dans des conditions plus rapprochées des conditions normales l'étude expérimentale de la projection radioactive était possible.

En admettant que le principe d'égalité d'action et réaction s'applique au phénomène de la projection due à l'émission d'une particule α, on peut faire voir facilement que l'énergie d'un atome radioactif, lancé à l'instant de l'explosion radioactive, doit être à l'énergie d'une particule α dans le rapport inverse des masses de deux projectiles. L'énergie de projection d'un atome de Ra B devrait être ainsi le cinquantième environ de l'énergie d'une particule α du Ra A. Ce raisonnement portait à croire que la pénétrabilité de la projection du Ra B dans l'air devait être mesurable à des pressions de l'ordre de grandeur de 10 millimètres.

I. — *Parcours de la projection du* Ra B *dans l'air.*

C'est dans cet ordre d'idées que j'entreprisse une étude de la projection du Ra B par le Ra A. On pouvait craindre que ce phénomène ne soit compliqué par la projection simultanée du Ra C. Toutefois la projection du Ra C paraît un phénomène très faible au point de vue du nombre des particules projetées. La projection du Ra B est au contraire, ainsi qu'on le verra dans la suite, à peu près complète, c'est-à-dire, en première approximation, à chaque particule α du Ra A émise correspond un atome de Ra B effectivement projeté. Dans ces conditions on pouvait espérer éviter la complication due au Ra C en employant des temps d'activation et de projection suffisamment courts afin de rendre la formation et la destruction du Ra A prédominantes par rapport à celles des autres constituants de radioactivité induite.

Les courbes obtenues indiquent que je recueillais, par projection, du Ra B sensiblement pur.

L'étude de la projection du Ra B n'est possible que si l'on élimine les effets de diffusion de particules arrêtées par le gaz. Cette diffusion doit être sensible aux pressions basses et doit augmenter le pouvoir pénétrant apparent des projections radioactives. Or c'est un fait connu et d'ailleurs confirmé par ces expériences que les atomes du Ra B arrêtés se comportent comme des particules chargées positivement. Cette circonstance permet de se mettre à l'abri de la diffusion par l'emploi d'un champ électrique fort, qui repousse de la surface, destinée à recueillir la projection radioactive, les atomes positifs du Ra B, ayant perdu leur vitesse de projection.

Voici en quoi consistaient mes expériences.

J'activais pendant 6 minutes dans l'émanation du radium, un disque de laiton A de 15 millimètres de diamètre. Ce disque était retiré au temps que j'appelle 0, transporté dans la pièce où se faisait l'expérience (cette séparation de pièces est indispensable, à cause de l'émanation qui s'échappe du flacon où l'activation se fait au moment où on l'ouvre), il était chauffé pendant quelques instants *au-dessus* d'une flamme d'un bec Bunsen, pour dégager le peu d'émanation qu'il pouvait absorber pendant son court séjour dans l'émanation (cette précaution se montre tout à fait suffisante). L'activité du disque était mesurée au temps 1 min. 1/4 (par rayonnement α). Un diaphragme convenable était employé si l'activité du disque était trop forte pour être mesurée directement. Aussitôt après, le disque était transporté dans la cloche où se faisait la projection.

C'était une petite cloche de 50 centimètres à fond rodé (fig. 1). La partie supérieure de la cloche se prolongeait dans un tube vertical auquel deux robinets r_1 r_2 étaient soudés. Dans le tube était masti-

quée une tige de laiton sur laquelle on vissait un disque B de 55 millimètres destiné à recueillir le Ra B projeté. Sur le fond de la cloche était posé un plateau

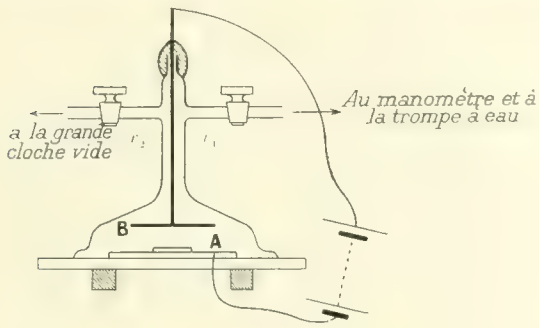


Fig. 1.

de 50 millimètres auquel était soudé un fil traversant le fond de la cloche. On posait le disque actif A soit directement sur ce plateau, soit sur un plateau d'épaisseur connue, pour faire varier la distance des deux disques. Le robinet r_1 comuniquait avec la trompe à eau et le manomètre, le robinet r_2 avec un grand réservoir vidé d'avance. On pouvait ainsi atteindre la pression voulue quelques secondes après que le disque actif était posé sur le fond de la cloche, et que la cloche a été fermée.

La projection commençait au temps 2 m. 50 à quelques secondes près. Elle durait généralement 6 minutes. Pendant toute la durée de l'expérience le disque supérieur était relié au pôle positif, le disque inférieur au pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs de 88 volts.

Au temps 8 m. 50 on ouvrait la cloche. Les deux disques étaient retirés avec précaution (on ne touchait jamais avec les doigts au disque actif A). L'activité du disque B était mesurée pendant une demi-heure, temps au bout duquel son activité cessait d'augmenter et devenait pendant une dizaine de minutes constante. C'est le rapport $\frac{B}{A}$ de ce maximum à l'activité initiale du disque A qui a été pris comme définissant la quantité relative du Ra B recueillie par projection. En effet, on pouvait admettre que l'activité initiale du disque A, mesurée au temps 1 min. 1/4 était sensiblement proportionnelle à la quantité du Ra A, effectivement présente sur le disque. Dans les courbes ci-dessous (fig. 2) ce rapport $\frac{B}{A}$ exprimé en millièmes est porté en ordonnées. Dans les courbes I, II, III, relatives aux pressions 15 millimètres, 20 millimètres, 26 millimètres, respectivement les abscisses représentent les distances des deux disques en millimètres. Dans la courbe IV (fig. 3), ce sont les pressions en millimètres qui sont portées en abscisses, la distance ayant été maintenue dans cette série d'expériences constante et égale à 2 millimètres.

On voit qu'à chaque pression l'activation par projection disparaît au delà d'une certaine distance. Il en résulte que les particules du Ra B arrêtées par le gaz se comportent en réalité comme chargées positivement et que par conséquent les activités observées sont dues à la projection seule. En outre, cette circonstance permettait d'obtenir des ordonnées relatives à la distance 0 ou à la pression 0, autrement dit la quantité relative totale projetée : il suffisait d'intervertir le champ, en maintenant la distance égale à celle où l'activation par projection ne se faisait plus. Le nombre $\frac{B}{A}$ max. ainsi obtenu était indépendant de la pression.

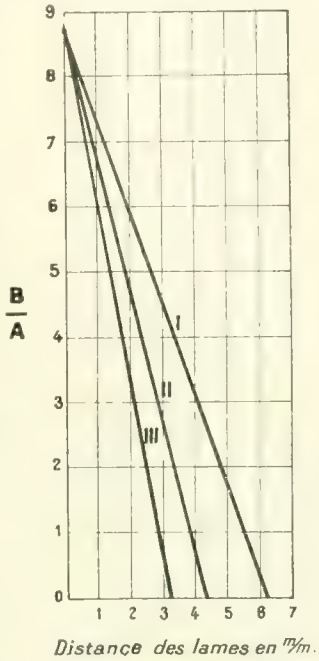


Fig. 2.

Les courbes obtenues sont à la précision des expériences près, des droites. Il résulte de cette forme linéaire de la loi de l'absorption, ainsi que de l'indépendance des résultats dans de larges limites, de la valeur du champ appliquée (dans une série d'expériences on a fait varier la différence de potentiel depuis 20 jusqu'à 170 volts), que la projection s'arrête brusquement dans l'air, montrant une analogie avec la propagation des particules α. Pour cette raison, j'ai admis que les particules de Ra B projeté possèdent un parcours déterminé et défini à chaque pression comme égal à l'abscisse du point où la droite coupe l'axe des X. Dans la série d'expériences à distance constante (courbe IV) la même abscisse

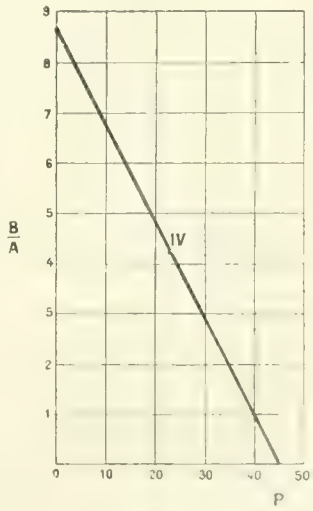


Fig. 3.

représente alors la pression pour laquelle cette distance devient égale au parcours.

On obtient ainsi la série de nombres suivante :

Pression.	Parcours
15^{mm}	$6^{mm},5$
20^{mm}	$4^{mm},5$
26^{mm}	$3^{mm},2$
45^{mm}	2

La constance du produit de la pression par le parcours ainsi défini confirme cette façon de voir et permet d'extrapoler les résultats jusqu'à la pression atmosphérique.

On obtient ainsi 0,12 millimètres environ comme valeur du parcours normal de la projection du Ra B. Ce parcours est 400 fois plus petit que le parcours des particules α du Ra A. On pourrait s'étonner de trouver ce rapport environ 8 fois plus petit que le rapport des énergies. Mais un atome de Ra B est certainement plus volumineux qu'un atome d'hélium, et il doit subir sur le même trajet un nombre plus considérable de chocs.

De plus, la forme linéaire des courbes obtenues suggérait l'hypothèse que les parcours de toutes les particules sont égaux, et que le nombre des particules projetées par unité d'angle solide ne dépend pas de la direction de l'émission. En effet la quantité recueillie à chaque distance est proportionnelle à la surface du segment découpée par le plan du disque B dans une sphère de rayon égal au parcours décrite d'un point du disque A comme centre. Cette hypothèse s'est montrée toutefois contredite par l'expérience ainsi qu'on le verra dans la suite.

II. — *Quantité projetée.*

Enfin les résultats obtenus conduisaient à admettre que la projection du Ra B est en première approximation, complète.

En effet $\frac{B}{A}$ maximum (quantité totale projetée) est égal à 0,9 pour 100 par environ. Il faut porter ce chiffre à 1,5 pour 100 environ, si l'on tient compte du fait qu'on n'a pas utilisé pour la projection toute la quantité du Ra A disponible. Or, si l'on active un disque pendant un temps très court de manière à n'avoir que du Ra A déposé, et si l'on suit dans le condensateur utilisé dans ces expériences la courbe de désactivation, on constate que l'activité tombe à moins de 4 pour 100 de la valeur primitive pendant les 30 minutes premières, pour se maintenir ensuite, ainsi que l'on sait, constante pendant un temps assez long. La valeur obtenue par projection n'est donc pas très inférieure à la moitié du produit total de la transformation du Ra A. Elle en devrait être la moitié exactement si l'on admettait qu'à chaque particule α émise correspond un atome de Ra B projeté.

J'ai tenu à vérifier d'une manière plus directe ce résultat. J'employais pour cela des temps d'activation très courts (entre 15″ et 45″), je commençais la projection aussitôt que possible et je la prolongeais pendant la durée pratique de la transformation totale du Ra A (18 minutes). J'ai mesuré ensuite le rapport des activités de deux disques à l'époque où ces activités étaient pendant une dizaine de minutes pratiquement constantes. Ce rapport devait être égal à 1 dans le cas idéal, où la projection serait complète, le temps d'activation et le temps perdu avant la projection négligeables. En réalité il fallait tenir compte de ces temps. Voici les résultats :

Temps d'activation 15″, temps perdu 30″

$$\frac{A}{B} = 1,7.$$

Temps d'activation 30″, temps perdu 45″

$$\frac{A}{B} = 2,2.$$

Voici la manière approchée de faire le calcul.

Posons Ao la quantité du Ra A déposé pendant 15″ d'activation (nous admettons que le Ra B ne se dépose pas du tout, ce qui toutefois n'est pas absolument certain).

Nous allons négliger la destruction du Ra B par rapport à celle du Ra A. Pendant 15″ 0,046 de Ra A se transforme en Ra B. Soit $\frac{1}{2}$ Ao, la quantité moyenne de Ra A existant sur le disque pendant le temps d'activation 15″. $A_0 \frac{0,046}{2} = A_0 0025$ s'est donc transformé en Ra B pendant la durée d'activation. Pendant les 30″ perdues $\frac{11}{100}$ Ra A environ s'est transformé en Ra B. Des $\frac{89}{100}$ restant $\frac{89}{100} x\, A_0$ a été projeté et $\frac{89}{100}(1 - x)\, A_0$ est resté sur le disque A.

On obtient donc

$$0,025 + \frac{11}{100} + \frac{89}{100}(1 - x) = 1,7 \frac{89}{100} x.$$

et le calcul donne $x = 0,42$.

Un pareil calcul relatif à l'autre expérience donne

$$x = 0,59.$$

Ce résultat conduit à penser que ce n'est qu'un effet secondaire tel que le poli ou la propreté de la surface qui empêche la projection d'être complète. J'ai pu constater en effet qu'un bon polissage augmente le rendement de la projection, et il est possible

d'espérer que des perfectionnements dans ce sens permettront d'atteindre le rendement idéal.

III. — *Parcours dans l'argent.*

Il paraissait intéressant de chercher quel était le pouvoir pénétrant des projections radioactives dans d'autres milieux s'il existait par exemple des couches de matière solide continues pouvant être traversées par la projection du Ra B. Or, des feuilles en or battu de 80 $\mu\mu$ d'épaisseur arrêtent complètement la projection, ainsi qu'il fallait d'ailleurs s'y attendre, étant donné la valeur du parcours dans l'air. Il fallait donc songer aux plus minces dépôts matériels qu'on peut réaliser. On sait que l'argenture permet d'obtenir des couches d'argent continues, extrêmement minces, d'épaisseur mesurable avec quelque certitude par la méthode d'ioduration [1].

J'ai utilisé avec succès les argentures dans le but proposé.

A cet effet j'ai activé des disques de verre, nettoyés avec un grand soin (en modifiant légèrement le procédé indiqué par M. Vincent), je les argentais ensuite par-dessus le dépôt actif et j'étudiais dans l'appareil décrit plus haut la projection radioactive qui pouvait traverser l'argent déposé sur le verre. Le procédé d'argenture au formol (réduction par le formol d'une solution diluée de $AgNO^3$ ammoniacal) s'est montré très commode à cet effet. Le bain utilisé était composé de 1 à 2 cm^3 d'une solution de $AgNO^3$ ammoniacale à 1/2 pour 100 à laquelle on ajoutait une ou deux gouttes de formaldéhyde. On pouvait en faisant varier la composition du bain et le temps d'argenture obtenir des dépôts d'épaisseur voulue. J'ai pu observer qu'il faut mettre un léger excès de formol pour obtenir des argentures dont l'épaisseur s'accroît avec une lenteur suffisante pour qu'on puisse retirer le disque quand il paraît suffisamment argenté. Quand on met très peu de formol, l'argenture paraît se faire au contraire d'une façon trop rapide et conduit à des dépôts plus épais. En même temps le bain ne change pas de couleur, tandis que dans le premier cas il présente toute la gamme des virages si bien connus. Je pense que la concentration du formol favorise la précipitation de l'argent au sein du liquide, ce qui doit gêner l'argenture, — qui est due probablement à l'action directe du verre sur les molécules d'argent — et la rend ainsi plus lente et moins complète. L'argenture durait 2, 5 minutes. Le disque argenté était lavé à l'eau distillée, puis à l'alcool distillé, ensuite séché rapidement et introduit dans la petite cloche. Comme il s'agissait cette fois de recueillir sur le disque B toute l'activité ayant pu traverser l'argent, ce disque était chargé négativement, tandis que le plateau du fond était chargé positivement.

1. Vincent, *Thèse de Paris*.

La projection commençait dans ces expériences au temps 4 1/2 minutes, elle durait 6 minutes.

L'activité du disque B était ensuite mesurée à l'électromètre et suivie pendant une heure environ. L'activité du disque A était mesurée à l'époque où la courbe présente un palier et l'épaisseur de l'Ag déterminé par l'ioduration.

J'ai pu constater que des couches d'une épaisseur voisine de 10 $\mu\mu$ se laissent traverser par la projection radioactive sans que la couche examinée au microscope présente la moindre discontinuité. Une expérience très simple montre que l'argenture recouvrait effectivement le dépôt actif. En effet, par un léger frottement on peut enlever l'argenture sans enlever de l'activité au disque A.

Des couches de 20 $\mu\mu$ arrêtent la projection presque complètement.

J'ai essayé d'établir dans l'argent une véritable loi d'absorption. La quantité relative projetée était définie comme rapport du maximum de l'activité du disque B à l'activité du disque A, à l'époque où cette dernière devient pour quelque temps constante. Cette façon de procéder n'était évidemment qu'un pis aller. En effet, la mesure *initiale* de l'activité du disque A était inutile: elle ne signifiait rien ici pour les raisons suivantes. C'est un fait connu que les argentures ne réussissent que si le disque de verre est mouillé par l'eau. Or, le verre le plus propre, qui vient de subir le dernier lavage à l'eau distillée, perd la propriété d'être mouillé par l'eau si on le sèche complètement. C'est pourquoi je séchais mes disques avant l'activation en appuyant contre eux un papier de soie. Il est évident qu'un peu d'humidité pouvait rester sur le disque. Le Ra A déposé sur le disque devait dans ces conditions être en partie enlevé par le rinçage indispensable à l'eau distillée qui précède l'argenture. La mesure initiale ne devait donc avoir aucun sens. La mesure finale de l'activité du disque A pouvait être considérée comme grossièrement proportionnelle à la quantité du Ra A utilisée pour la projection. Voici une courbe (fig. 4) où les épaisseurs de l'argent sont en abscisses, la quantité relative projetée en ordonnées. L'ordonnée initiale correspond à un disque non argenté.

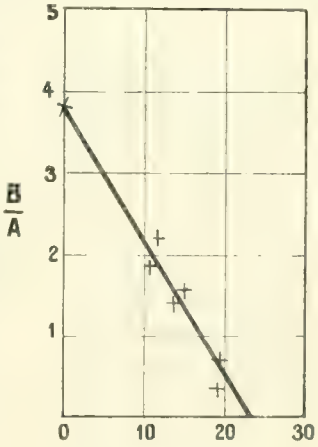


Fig. 4

Cette ordonnée a été obtenue en faisant subir au disque de verre la même suite d'opérations que celle

qu'a subie le disque de verre argenté (rinçage à l'eau, séjour dans le bain — sans qu'on y ajoute du formol — lavage, desséchage). Le nombre ainsi obtenu était un peu inférieur à celui obtenu avec un disque n'ayant subi aucune de ces opérations. On voit que la courbe est une droite, ce qui semble montrer une fois de plus l'analogie avec les particules α. Toutefois il est évident que trop d'incertitudes interviennent pour qu'on puisse insister sur la loi ainsi obtenue : ce qui est certain, c'est que la couche d'argent qui arrête la projection radioactive est de l'ordre de $20\mu\mu$, et qu'au-dessous de cette épaisseur elle laisse passer les atomes du Ra B projetés.

La couche d'argent équivalente au point de vue de masse à 0.12 mm. d'air est de 16 $\mu\mu$.

Il paraît possible d'appliquer cette méthode à d'autres substances solides qu'on peut obtenir dans l'état de couches minces comme, par exemple, le collodion. Pour les métaux, la projection cathodique pourrait peut-être fournir une méthode générale d'étude de l'absorption de la projection du RaB.

IV. — *Parcours dans l'hydrogène.*

La méthode employée pour l'hydrogène était la même que celle utilisée pour l'air. L'hydrogène était préparé par l'action de HCl pur sur le Zn pur. On le débarrassait de HCl par un barboteur à NaOH, de l'humidité par un barboteur à SO^4H^2 et un long tube rempli d'anhydride phosphorique.

Le montage avait pour but de remplacer aussi rapidement que possible par l'hydrogène pur l'air de la cloche où se faisait la projection, de réduire ensuite rapidement la pression à la valeur voulue, enfin de commencer et d'arrêter la projection du RaB sur le disque B à l'instant voulu. Voici comment ces buts ont été atteints.

La partie supérieure d'une cloche de 500 cm.³ à fond rodé se termine par une douille de 20 mm. de diamètre fermée d'un bouchon de verre rodé. A ce bouchon, est soudé latéralement un robinet r_1, le bouchon se prolonge en un tube vertical, dans lequel est mastiquée une tige t_1, qu'on peut prolonger par des raccords, sur lesquels on peut visser le disque actif A.

Dans le fond de la cloche, percé de trous convenables, sont mastiqués : un robinet r_2, une tige centrale t_2 sur laquelle se visse le disque inactif B, de 6 cm. de diamètre, enfin une troisième tige t_3, dont l'utilité sera expliquée tout à l'heure. Le robinet r_2 communique avec une grande cloche (de 15 litres) remplie d'hydrogène pur, le robinet r_1 avec un manomètre, la trompe à eau et une grande cloche de 15 litres vidée à la trompe.

On commence par remplir avec de l'hydrogène la cloche de 500 cm.³. Pour faire l'expérience, on enlève le bouchon rodé, on visse sur la tige t_1 le disque actif A, de 17 mm. de diamètre, en laiton platiné, on referme la cloche. On fait le vide dans la cloche en la faisant communiquer au moyen de r_1 avec la grande cloche et la trompe à l'eau. On ferme r_1, on ouvre r_2 en introduisant ainsi de l'hydrogène dans la cloche. On ferme r_2 et on rouvre r_1. On refait ces opérations six fois de suite, ce qui permet de considérer finalement le gaz de la cloche comme étant de l'hydrogène pratiquement pur.

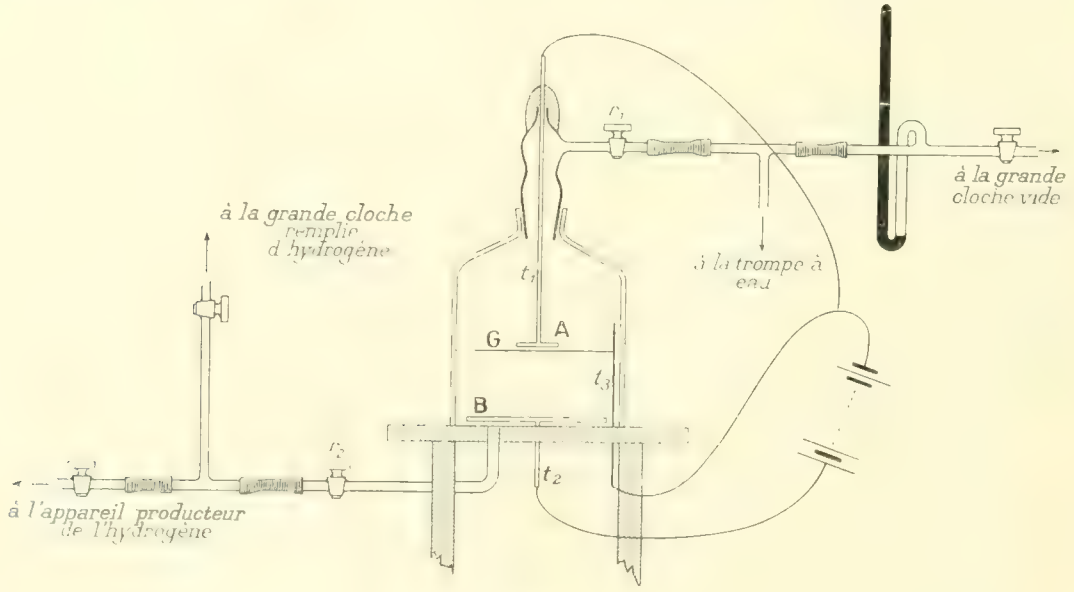


Fig. 5.

(Cette conclusion a été confirmée par un essai comparatif, où r_1 communiquait en outre avec une pompe

Gaede. Dans cet essai, le gaz de la cloche était enlevé jusqu'à la pression de 0.1 mm. La cloche était ensuite remplie de l'hydrogène et le vide refait au moyen de la grande cloche vidée et de la trompe à eau jusqu'à la pression voulue).

Enfin, au moyen de la trompe à eau on ramène la pression à la valeur voulue. Malgré la multiplicité de ces opérations, la projection du Ra B sur le disque B pouvait commencer au temps 6 minutes. Afin d'éviter une activation de B pendant le temps perdu, une plaque de fer carrée de 2 cm. était interposée entre A et B, pouvant glisser dans un rectangle de 2 4 cm. supporté par la tige t_5 (fig. 6). Il suffisait de basculer l'appareil pour faire glisser la plaque et permettre ainsi à la projection d'atteindre le disque B. Enfin la tige t_5 portait également une toile métallique destinée à permettre de charger positivement le disque B. A cet effet, la tige t_2 était reliée au pôle positif les tiges t_1 et t_5, au pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs.

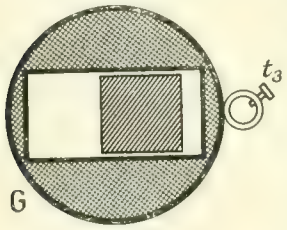


Fig. 6.

Dans la toile métallique, une ouverture centrale a été découpée afin de ne pas diminuer la quantité de Ra B recueillie sur le disque B.

Au temps 12 minutes, on faisait revenir la plaque de fer dans sa position primitive, on admettait de l'air dans la cloche, on enlevait le bouchon, puis la cloche, puis les deux disques. L'activité du disque A était mesurée comme dans les expériences faites dans l'air au temps 1 min. 1 4, et une seconde fois au temps 40 minutes. L'activité du disque B a été mesurée pendant une demi-heure environ. Dans les courbes ci-dessous (fig. 7) les ordonnées et les abscisses ont la même signification que dans les expériences relatives à l'air cédentes.

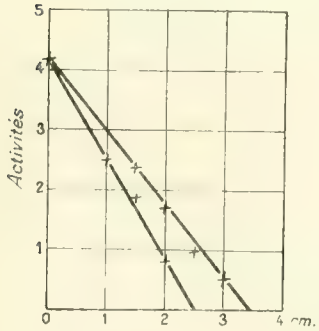


Fig. 7.

On voit que les résultats confirment ceux trouvés précédemment. Ils conduisent à admettre à la pression de 15 mm. un parcours de 35 mm. environ, à la pression de 22 mm. un parcours de 25 mm., ce qui donne, par extrapolation, 0.7 mm. pour la valeur du parcours normal dans l'hydrogène de la projection du Ra B. Ce parcours est à peu près six fois plus grand que le parcours dans l'air, et le rapport de deux nombres se montre voisin du rapport correspondant pour les particules α.

Dans ces expériences ainsi que dans celles faites dans l'air, les nombres utilisés sont, pour chaque cas, des moyennes d'un grand nombre d'expériences pouvant présenter entre elles des écarts allant jusqu'à 20 pour 100. On ne s'étonnera pas de ce que ces écarts sont aussi grands, étant donné le rôle très probable de l'état de surface dans un rayonnement aussi absorbable. Toutefois, l'existence de ces écarts ne permet de considérer la loi linéaire que comme une première approximation.

V. — *Loi d'émission.*

J'ai dit plus haut que cette loi linéaire suggérait l'hypothèse de l'indépendance de la projection de la direction de l'émission. J'ai soumis, dans l'hydrogène, cette hypothèse à une vérification expérimentale. A cet effet, j'activais de très petites surfaces circulaires planes de 1mm,5 de diamètre, en y concentrant l'activité au moyen du champ électrique. Ces surfaces étaient obtenues en réduisant au tour la tête d'une vis A (fig. 8). Il s'est montré nécessaire de prémunir ces surfaces d'une sorte d'anneau de garde C, autrement l'activité se concentrait principalement sur les bords où le champ était le plus fort, le rendement de la projection s'en trouvait fortement diminué, et évidemment ce n'étaient pas des conditions correspondantes au problème étudié. On recueillait l'activité projetée par le Ra A présent sur ces surfaces, sur le disque B. On étudiait ensuite la distribution de l'activité sur le disque B au moyen des écrans percés d'ouvertures de différents diamètres. Si l'hypothèse émise plus haut était vraie, l'activité à l'intérieur de chaque cercle devrait être proportionnelle à l'angle solide sous lequel ce cercle était vu du point où était placé le minuscule plateau A, et demeurer constante à partir d'un cercle de rayon tel que sa périphérie se trouve être à une distance de A égale au parcours. Dans une seconde série d'expériences, le disque B était composé d'un disque central de 1 cm. de rayon de

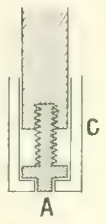


Fig. 8

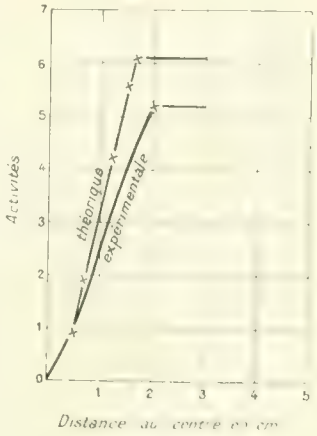


Fig. 9

couronnes concentriques de 2 et 5 cm. de rayon respectivement.

Dans les expériences de la première série (fig. 9) il fallait tenir compte de l'épaisseur de l'écran (de 1 mm.) ce qui devait diminuer, dans une proportion quelque peu incertaine, l'angle solide utilisé pour l'ionisation de la chambre du condensateur par les particules α. Aussi ce sont les données de la seconde série qui paraissent plus certaines.

Activité recueillie en fonction du rayon du disque :

Dist. de A à B = 15 mm. p = 15 mm.			
	R = 1 cm.	R = 2 cm.	R = 3 cm.
Calculée	1	2.2	2.9
Mesurée	1	1.9	2.5

Dist. de A à B = 25 m. p = 15 m.			
	R = 1 cm.	R = 2 cm.	R = 3 cm.
Calculée	1	2.9	4
Mesurée	1	2.5	2.9

On voit que l'hypothèse émise plus haut ne se vérifie pas.

Les recherches ultérieures pourront montrer si ce résultat est attribuable à un effet de surface, autrement dit si, dans des directions obliques, le parcours seul de certaines particules — et non pas leur nombre — est diminué par des rugosités de la surface, ainsi qu'il semble probable d'admettre. Quoi qu'il en soit, ce résultat paraît en accord avec le fait que la projection du Ra B n'est pas complète.

Quelques questions paraissent intimement liées au sujet traité ici.

Les particules du Ra B sont-elles chargées à l'émission ou se chargent-elles après l'arrêt seulement? Dans le premier cas, leur trajectoire serait déviable dans un champ magnétique et électrique et la charge électrique des projections radioactives pourrait intervenir dans des expériences relatives à la charge atomique?

La projection du Ra A par l'émanation du Radium se manifeste-t-elle dans le phénomène d'activation?

Les projections radioactives donnent-elles lieu à une ionisation du gaz?

Toutes ces questions sont à l'étude au laboratoire de Mme Curie, et l'étude de quelques-unes a déjà amené des résultats positifs.

C'est pour moi un très agréable devoir d'exprimer ma profonde reconnaissance à Mme Curie pour le bienveillant accueil qu'elle m'a fait dans son laboratoire, et de remercier Mme Curie et M. Debierne pour leurs précieux conseils, et pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail.

(Manuscrit reçu le 12 Août 1910.)

Sur la condensation de l'émanation du radium

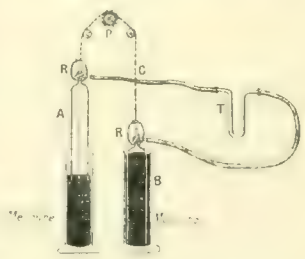
Par Albert LABORDE

(Faculté des Sciences de Paris — Laboratoire de Mme Curie.)

J'ai démontré l'année dernière[1] que l'émanation du radium, condensée à la température de l'air liquide dans un serpentin, se dégageait à une température plus élevée (20° C. plus haut, environ) dans un serpentin de métal que dans un serpentin de verre.

Les expériences actuelles mettent en évidence, sous une forme un peu différente, la distinction qu'il convient de faire, entre les tubes de métal et les tubes de verre, relativement à la condensation de l'émanation du radium.

Le tube étudié était constamment plongé dans l'oxygène liquide. Un courant d'air chargé d'émanation traversait ce tube avec une vitesse constante. Une partie de l'émanation s'échappait, entraînée par le courant d'air: elle était recueillie sous une cloche, sur le mercure. L'autre partie de l'émanation se condensait dans le tube refroidi: pour la recueillir, à la fin de l'expérience, il suffisait de laisser le tube se réchauffer et d'aspirer l'émanation libérée sous une cloche, sur le mercure[1].



1. La constance du courant d'air était assurée par le dispositif suivant : 2 cloches graduées A et B plongeaient dans du mercure à l'intérieur de longues éprouvettes de verre. Ces cloches, convenablement lestées, étaient suspendues aux deux extrémités d'une chaîne C s'engrenant sur un pignon P mû par un mouvement d'horlogerie. Les 2 cloches étaient reliées l'une à l'autre par l'intermédiaire de robinets R et R', au moyen de tubes de caoutchouc sur le parcours desquels était interposé le tube de métal ou de verre étudié.

Les 2 cloches étant convenablement calibrées, les mouvements simultanés, de descente pour la cloche A et d'ascension pour la cloche B, établissaient un courant gazeux régulier dans le tube étudié T.

1. *Le Radium*, 6 (1907), 289-294.

Il était ainsi facile de mesurer les quantités d'émanation condensée et non condensée en introduisant les portions recueillies dans un condensateur cylindrique à anneau de garde relié à un électromètre et à un quartz piézo-électrique.

J'ai étudié : le cuivre, l'étain, le verre.

J'ai employé des quantités d'émanation relativement faibles : elles ont varié, dans mes expériences, entre celles que peuvent produire $5,99 \times 10^{-5}$ et $5,56 \times 10^{-4}$ milligramme de bromure de radium pur en équilibre radioactif. Cette émanation était diluée dans 150 centimètres cubes d'air sec et privé de CO^2.

J'ai obtenu les résultats suivants :

Pour des tubes de même longueur et de même diamètre ($l = 18^{cm}$; $d = 0^{cm},22$), et pour une même vitesse de courant d'air, il s'échappe d'un tube d'étain ou de cuivre très peu d'émanation : de 2 à 7 millièmes de l'émanation introduite dans l'appareil : il s'échappe, au contraire, d'un tube de verre, une très grande proportion de l'émanation introduite (de 6 à 7 dixièmes).

J'ai recherché pour quelle raison la condensation dans le verre est défectueuse. Il pourrait intervenir la mauvaise conductibilité calorifique du verre qui entraînerait un refroidissement incomplet du courant gazeux : dans ce cas, un courant d'air rapide devrait entraîner plus d'émanation qu'un courant d'air lent. J'ai fait varier le courant d'air de la vitesse de 1^{cm} par seconde à la vitesse de 4^{cm} par seconde (dans ces conditions, une particule d'air séjournait dans le tube refroidi : 18 secondes dans le premier cas et 4 secondes environ seulement dans le second cas) : la quantité d'émanation qui s'est échappée a été la même dans les deux cas.

J'ai fait encore une expérience dans laquelle le tube de verre était chauffé vers $+150^{\circ}$ C. sur une longueur de 5^{cm} avant d'entrer dans l'oxygène liquide : le courant gazeux ainsi réchauffé n'a pas soustrait à la condensation une proportion d'émanation sensiblement plus élevée.

Par conséquent, je ne pense pas que la faible conductibilité calorifique du verre soit la cause de cette condensation imparfaite de l'émanation.

Je ne crois pas qu'il faille davantage faire intervenir l'hypothèse d'une saturation possible de la paroi de verre par l'émanation condensée, car j'ai fait varier du simple au centuple la quantité d'émanation introduite, et la quantité d'émanation condensée a pu également varier dans une même proportion.

J'ai pu obtenir, dans un tube de verre, une condensation meilleure $\left(\frac{5}{10}\right.$ non condensée au lieu de $\left.\frac{7}{10}\right)$ en plaçant dans le tube de verre, et sur toute sa longueur, un petit fil de cuivre mince ($0^{cm},024$ de diamètre).

La condensation est presque égale à celle que l'on peut obtenir dans un métal, si l'on emploie un tube de verre très long ($1^{m},60$ environ de verre équivaut à 18 centimètres d'étain).

Ces résultats pourront être de quelque utilité pratique chaque fois que l'on aura besoin de condenser rapidement et totalement l'émanation du radium.

Manuscrit reçu le 5 août 1910.

Essais pour évaluer la période de l'ionium

Par F. SODDY

Laboratoire de chimie physique de l'Université de Glasgow.

Des expériences directes n'ayant pas permis d'établir la valeur de la production du radium à partir de l'uranium, la période de l'ionium, le parent du radium, reste encore inconnue. De telles expériences permettent d'obtenir un minimum, ce minimum augmentant rapidement chaque année. Dans ce mémoire je donne une courte description de mes expériences et les conclusions qu'on peut en tirer actuellement. Je discute ensuite d'autres méthodes considérées souvent comme fortement spéculatives par lesquelles, à défaut d'autre moyen de détermination, on peut espérer arriver à la connaissance de la valeur de cette constante naturelle extrêmement importante. L'actinium et l'ionium sont les deux seuls éléments radioactifs connus dont les périodes sont encore inconnues.

Mes expériences entreprises dans le but de rechercher si le radium était produit par l'uranium ont commencé en 1905 ; un kilogramme de nitrate d'urane, débarrassé du radium par précipitation successive avec le sulfate de baryum, était examiné de temps en temps pour y rechercher le radium, en chassant par un courant d'air dans un électroscope, l'émanation produite par la solution. Les résultats ont été négatifs pendant la première année, ce qui prouve que le radium ne pouvait être le produit de l'uranium à moins qu'il n'existât dans la série des substances

intermédiaires à longue vie. (*Nature*, **70** (1904) 50). Les recherches postérieures relativement à cette solution ont mis en évidence, cependant, la production d'une très faible mais très distincte quantité de radium : c'était la première observation de production de radium (*Nature*, **71** (1905) 294 ; *Phil. Mag.*, **9** (1905) 768). La même année, Boltwood (*Am. J. Sc.*, **20** (1905) 239) donnait la description d'une expérience faite sur 100 grammes de nitrate d'urane provenant de la purification par cristallisations successives dans l'eau d'une quantité beaucoup plus grande de ce sel ; dans cette expérience il n'avait pu déceler une production de radium en 390 jours, et il attribuait mes résultats positifs, obtenus avec une quantité de matière dix fois plus grande, purifiée par une méthode différente et examinée pendant une période plus longue, à une erreur expérimentale, provenant d'une défectuosité dans la méthode de mesure ou d'une contamination par le radium du laboratoire. En 1905 aussi, Boltwood et Strutt, indépendamment (*Phil. Mag.*, **9** (1905) 599 ; *Proc. Roy. Soc.*, A - **76** (1905) 88) établissaient l'existence d'un rapport constant et par conséquent d'une relation de parenté entre l'uranium et le radium des minéraux, et à partir de ce moment la conclusion que un ou plusieurs corps intermédiaires à longue vie doivent exister entre ces deux éléments était la seule qui pût être maintenue pour expliquer les faits. De tels corps intermédiaires doivent exister en équilibre dans les minéraux dont on extrait les sels d'uranium et il importe de débarrasser ces sels de ces substances intermédiaires aussi bien que du radium, pour qu'il n'y ait pas d'équivoque dans les expériences sur la production du radium par l'uranium.

En 1905, dans le nouveau laboratoire de Glasgow, exempt de toute contamination radioactive, j'ai purifié en collaboration avec M. T. D. Mackenzie, une nouvelle série de solutions de nitrate d'urane par une extraction minutieuse répétée à l'éther. On a fait trois préparations contenant entre 250 et 400 grammes d'uranium métallique ; elles ont maintenant entre 3,5 ans et 4,5 ans ; la meilleure, qui est la dernière préparée, contient 408 grammes d'uranium et avait initialement une teneur en radium moindre que 10^{-11} gramme. De plus, les résidus provenant de la moitié à peu près de la quantité totale de substance purifiée ont été débarrassés du radium par précipitation avec le sulfate de baryum, et on y a recherché périodiquement le radium. La dernière préparation a montré depuis l'origine une production constante de radium en quantité facilement mesurable, la quantité initiale s'étant accrue de presque 20 fois, de 4 à 75 (10^{-12} gr. radium) depuis la première observation, il y a trois ans. Ce résultat confirme mon observation primitive relative à la présence d'une substance produisant du radium dans les sels d'urane du commerce.

Pendant ce temps, l'existence d'une nouvelle substance produisant du radium avait été mise en évidence par Boltwood (*Amer. J. Sc.*, 1906, Déc., 557) et par Keetman (*Jahr. Radioakt.*, **6** (1909) 265) dans les minéraux d'urane, et par Rutherford (*Phil. Mag.*, **14** (1907) 735) dans une préparation commerciale d'actinium, d'où il réussit le premier à la séparer. Le nom d'ionium, donné à ce corps par Boltwood, a été généralement adopté.

Les solutions de nitrate d'urane, purifiées par l'éther, ont été observées depuis quatre ou cinq ans et les méthodes de mesure de la quantité de radium présente ont été successivement perfectionnées par les expériences, de sorte qu'elles sont beaucoup plus parfaites maintenant qu'au début. Il résulte que la quantité initiale de radium est comme entre des limites plus grandes que la quantité actuelle. Dans toutes ces solutions, l'accroissement du radium a été inférieur à $1,6 \times 10^{-14}$ gr. par an et par gramme d'uranium ou bien environ la dix-millième partie de la quantité qui se serait formée par gramme et par an si le radium était le produit direct de l'uranium. Cependant, pendant les deux ou trois dernières années, depuis que les méthodes de mesures actuelles ont été employées, il y a eu un accroissement continu de la quantité de radium. Rutherford a montré (*Jahr. Radioakt.*, **5** (1908) 164) que l'accroissement du radium provenant de l'uranium, débarrassé à l'origine de ses produits, serait initialement proportionnel au carré du temps en n'admettant dans la série qu'un corps à longue vie, l'ionium. La quantité R formée par kilogramme d'uranium en t années est donnée par :

$$R = 6 \cdot 10^{-8} \lambda_2 t^2$$

expression dans laquelle $\frac{1}{\lambda_2}$ est la période de vie moyenne de l'ionium. Le taux d'augmentation de la quantité de radium, observé dans les solutions d'urane, donne ainsi une idée très valable de la période de l'ionium, en déterminant la limite inférieure de cette période. Cette observation déterminerait la période elle-même, si ce n'était l'incertitude, non pas de la détermination de l'accroissement de radium dans les solutions d'uranium, mais de la connaissance de la quantité de radium provenant de l'uranium lui-même et celle provenant de l'ionium qui n'a pas été enlevé par la purification et qui est présent depuis le début. Si on suppose qu'il n'y a pas d'ionium présent au début, la période calculée d'après le taux d'accroissement du radium sera la plus petite période possible, c'est-à-dire que la vraie période sera comprise entre cette dernière et l'infini.

Toutes les solutions jusqu'à ce jour ont donné à peu près le même résultat et il suffit de prendre l'une d'elles pour exemple. Dans celle qui contenait 408 grammes d'uranium (élément) la quantité de

radium a augmenté de 5.9 $\times 10^{-12}$ gr. après 1.66 année à 8.5 $\times 10^{-12}$ gr. après 5.5 années. L'accroissement par kilogramme d'uranium est alors de 11.5 $\times 10^{-12}$ gr. et la valeur minimum de $\frac{1}{\lambda_2}$ est 50 000 années. Si nous supposons qu'il n'y avait pas de radium présent au début et que tout est formé maintenant à partir de l'uranium, la valeur minima de $\frac{1}{\lambda_2}$ est 55 000 années. Ainsi, en faisant les considérations les plus improbables, la période de l'ionium doit être 14 fois celle du radium tandis qu'un minimum probable est 20 fois cette même période (*Phil. Mag.*, août 1910). Il y a lieu de signaler la correction d'une erreur faite il y a un an. Le taux dont s'accroissait le radium semblait à cette époque augmenter, à peu près proportionnellement au carré du temps, comme le veut la théorie, et on pensait que c'était la preuve que la production avait lieu à partir de l'uranium. La période était estimée varier entre 20 000 et 30 000 ans. Cette augmentation de l'accroissement n s'est cependant pas maintenue et on a trouvé que la sensibilité de l'appareil s'était accrue depuis son étalonnage. Ainsi il n'est pas évident jusqu'à présent que la vraie période de l'ionium soit déterminée. Tout ce qu'on peut dire c'est qu'elle doit être très longue, 20 fois aussi longue, à peu près certainement, que la période du radium, d'après l'estimation du minimum.

Une démonstration indépendante de ce fait a été obtenue de la manière suivante. Grâce au concours de Mr. A. S. Russell, l'uranium X a été séparé de 50 kilogrammes de nitrate d'urane très pur, et examiné pendant la période de décroissance de son rayonnement β, au point de vue de l'accroissement simultané du rayonnement α. Si l'uranium X se transforme directement en ionium on doit s'attendre à un tel accroissement du rayonnement α, d'autant plus petit que la période de l'ionium est plus grande. Les rayons β provenant de la préparation de l'uranium X étaient déviés au moyen d'un champ magnétique très puissant et les rayons non déviés, d'une part dans le cas de la préparation non recouverte, d'autre part, dans celui de la préparation recouverte d'une mince feuille de mica, étaient comparés dans un électroscope rempli d'hydrogène. Toutes les préparations d'uranium X ont montré une activité α comprise entre 0.53 et 1.0 de celle d'une surface semblable d'oxyde d'urane, mais cette activité est restée constante depuis le début jusqu'aujourd'hui. On pouvait aisément calculer quel devait être l'accroissement évident du rayonnement α, en admettant que l'ionium est le produit de l'uranium X, si la période de l'ionium ne dépasse pas 30 000 ans. Les expériences fournissent ainsi pour la période minimum de l'ionium, une seconde valeur obtenue d'une façon tout à fait indépendante et en accord avec la première (*Phil. Mag.*, août 1910).

A défaut d'une valeur déterminée, il est désirable de déterminer la limite supérieure de cette période afin de la resserrer entre deux limites même larges. On peut obtenir une limite maximum en considérant que la préparation la plus active d'ionium n'est jamais obtenue comme ionium pur, et en divisant sa masse par la masse de radium qu'il produit par an. Stefan Meyer et E. von Schweidler (*Wiener Anzeiger*, *Zitzung* 11-6-09) donnent la description d'une préparation d'oxyde de thorium contenant de l'ionium, obtenue par le Baron Auer von Welsbach des résidus de 30 tonnes de pechblende de Joachimsthal. Ces auteurs ont calculé, d'après le rayonnement α de cette préparation, qu'elle contenait au moins 0.25 pour 100 d'ionium, en supposant que cette substance possède une période égale à celle du radium. Nous avons vu cependant que cette période doit être au minimum 20 fois plus grande; la préparation doit donc contenir au moins 5 pour 100 d'ionium. Ce n'est certainement pas de l'ionium pur puisqu'il est établi qu'elle donne un dépôt actif de thorium, mais en supposant que cela est, on obtient un maximum, pour la période, estimé égal à vingt fois le minimum ou 1.000.000 années. La détermination de la quantité de thorium présente dans cette préparation, à l'aide des méthodes de la radioactivité, doit donner une approximation meilleure de la limite supérieure.

Il semble ainsi que la période de l'ionium soit comprise entre 5×10^5 et 10^6 années. Cette conclusion suppose que l'ionium est le seul corps à longue vie, intermédiaire entre l'uranium et le radium. Sur cette question très importante, il n'y a malheureusement pas de certitude jusqu'à présent. En l'absence de preuve du contraire, il vaut mieux envisager le cas le plus simple possible et supposer qu'il n'existe pas de corps inconnus. Il faut remarquer que les expériences avec l'uranium X ont apporté jusqu'ici quelque éclaircissement sur ce sujet et seront utiles dans l'avenir.

En effet, dans le cas où un nouveau corps intermédiaire existerait dans la série, l'accroissement ultérieur de la radiation α des préparations d'uranium X qui se détruit, n'est seulement qu'une question de temps.

Puisque l'ionium a probablement une période de l'ordre de centaines de milliers d'années, on doit s'attendre à ce que dans les minéraux très récents, le rapport du radium à l'uranium, eu égard à ce que l'équilibre n'a pas encore eut lieu, soit faible, et Mlle Gleditsch a appelé l'attention sur de légères variations de ce rapport, à la fois pour des minéraux récents comme l'autunite, et pour de très anciens comme la thorianite (*C. R.*, **148** (1909) 1451). En collaboration avec Miss Pirret, j'ai recommencé ce travail, et laissant de côté pour le moment la question des minéraux anciens, nous avons pleinement con-

firmé les résultats de Mlle Gleditsch pour l'autunite. Mlle Gleditsch a travaillé avec une autunite française et a trouvé pour le radium 0,80 de la quantité en équilibre, tandis que nous avons trouvé pour un certain échantillon d'autunite portugaise seulement 0,44 (*Phil. Mag.*, août 1908). Plus récemment encore, Mr. A. S. Russell, travaillant au laboratoire du professeur Marckwald, a obtenu pour un échantillon d'autunite française la valeur très faible 0,27 et c'est la valeur la plus basse jusqu'alors observée. (*Nature*, 25 août 1910.)

[Il est intéressant de noter en passant que l'expression exacte de la loi pour le rapport des quantités relatives $x_1, x_2 \ldots\ldots x_n$ des produits successifs de désintégration en équilibre n'est pas

$$x_1 \lambda_1 = x_2 \lambda_2 = x_3 \lambda_3 = \ldots\ldots = x_n \lambda_n$$

Un correspondant mathématicien, M. Hugh Mitchell de Monifieth, m'a envoyé récemment une solution générale du problème, pour n changements successifs, avec la seule hypothèse que le parent primaire est le membre de la série qui a la plus longue vie et survit jusqu'à ce que la condition d'équilibre soit atteinte. Le résultat est le suivant :

$$\lambda_n x_n = \lambda_1 (x_1 + x_2 + x_3 + \ldots\ldots + x_n)$$

Dans le cas présent, même si la période de l'ionium est d'un million d'années, la différence entre le rapport de l'uranium au radium calculé par les équations approchée et exacte est plus petite que 1/10 pour 100 et pratiquement négligeable] [1].

L'autunite est un minéral radioactif exceptionnel à deux autres points de vue; premièrement, il ne contient pas de plomb en quantité chimiquement décelable (Marckwald et Keetman, *Chem. Ber.* 41 (1908) 49), et deuxièmement il ne contient pas d'hélium en quantité décelable au spectre. (Piutti, *Le Radium*, 7 (1910) 178). Ces deux faits joints à l'apparence fraîche du minéral portugais, portent à conclure que ce minéral est d'une formation si récente que le radium n'y est pas encore en équilibre.

Si on pouvait faire avec certitude seulement les deux hypothèses suivantes, à savoir : (1) que l'uranium dans l'autunite était à l'origine exempt de ses produits de désintégration; (2), que ces produits ont tous été retenus complètement, il serait possible de déduire d'une détermination combinée sur le même échantillon (1) le rapport au radium (2), la teneur en hélium (ou bien la teneur en plomb, en supposant que le produit ultime de la série, le radium G, est le plomb), enfin simultanément, les deux quantités inconnues, (1) l'âge de l'échantillon, (2) la période de l'ionium. En effet, eu égard à la période extrêmement longue de l'ionium, on peut considérer le radium comme un corps à vie relativement courte ; la quantité de ce corps sera toujours proportionnelle à l'ionium. Le rapport $\left(\frac{Ra}{Ra_E}\right)$ peut alors être remplacé par $\frac{Io}{Io_E}$, Ra et Io sont la quantité de radium et d'ionium présents dans l'autunite, et Ra_E et Io_E ces quantités à l'équilibre. Mais

$$\frac{Io}{Io_E} = 1 - e^{-\lambda_2 T}$$

où $\frac{1}{\lambda_2}$ est la période inconnue de l'ionium et T l'âge inconnu de l'échantillon. Si on considère l'échantillon pour lequel Miss Pirret et moi avons trouvé 0,44 pour $\frac{Ra}{Ra_E}$ et par conséquent pour $\frac{Io}{Io_E}$, la valeur de $\lambda_2 T$ est 0,58, c'est-à-dire que l'âge de ce minéral est 0,58 en fonction de la période de l'ionium prise comme unité.

Si He, U, etc., se rapportent aux proportions atomiques de ces substances, la quantité d'hélium formée est simplement obtenue de la façon suivante. Si tout l'uranium qui s'est désintégré avait fourni ses 8 atomes d'hélium la quantité serait $8\lambda_1 UT$. Celle-ci sera diminuée de six fois la quantité d'ionium présente puisque chaque atome d'ionium a encore à fournir 6 atomes d'hélium, et de cinq fois la quantité de radium présente; cette dernière correction est très faible. La quantité d'ionium est donnée par

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} U (1 - e^{-\lambda_2 T})$$

et celle de radium par

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_3} U (1 - e^{-\lambda_3 T})$$

et l'hélium formé est, en négligeant la correction relative au radium [1] :

$$He = 8\lambda_1 UT - 6\frac{\lambda_1}{\lambda_2} U \left(1 - e^{-\lambda_2 T}\right)$$

$$= 8\lambda_1 UT \left\{1 - 0{,}75 \frac{1}{\lambda_2 T}\left(1 - e^{-\lambda_2 T}\right)\right\}$$

Pour l'échantillon en question, la valeur de $\lambda_2 T$, obtenue d'après le rapport au radium, peut être substituée dans l'expression ci-dessus et

$$He = 5{,}44 \lambda_1 UT,$$

dans laquelle tous les termes, excepté T, sont connus ou peuvent être déterminés.

Si le rapport des poids de l'hélium et du radium est désigné par A, et si λ_1 a pour valeur $1{,}56 \times 10^{-10}$, on a

$$A = 7{,}5 \times 10^{-12} T.$$

Chaque millimètre cube d'hélium par gramme d'uranium de cet échantillon correspond à 25 000 an-

1. Voir *Phil. Mag.*

1. Voir, *Le Radium*, 7 (1909) 250.

nées. Pour tenir compte de la correction du radium, la valeur de T ainsi trouvée devra être augmentée de 1700 ans. De même si on désigne par B le rapport des poids de plomb et d'uranium,

$$B = \frac{207}{238,5} \lambda_1 U T \left\{ 1 - \frac{1}{\lambda_1 T} \left(1 - e^{-\lambda_1 T} \right) \right\}$$

Dans le cas présent :

$$B = 29,6 \times 10^{-17} T.$$

Chaque millionième de plomb correspond à 33 700 années. Il faudra augmenter cette valeur de T de 4400 ans pour tenir compte de la correction due au radium.

C'est par une méthode très délicate, semblable à celle employée pour la détermination de l'hélium produit par l'uranium et le thorium, que j'ai recherché la quantité d'hélium contenue, dans un certain nombre d'échantillons d'autunite de Portugal. L'échantillon était enfermé dans une ampoule qui était parfaitement vidée et dans laquelle on introduisait sans air de l'acide chlorhydrique dilué bouillant, en cassant la pointe d'un tube latéral sous l'acide. Quand une quantité suffisante d'acide était entrée, le tube était mastiqué avec de la cire, trempé dans l'acide bouillant et fermé. L'autunite se dissolvait complètement quand l'acide bouillait dans le vide. On recueillait l'hélium par un lavage à l'oxygène et on le décelait par la méthode d'absorption par le calcium. L'échantillon dont il a été question plus haut a été d'abord examiné. Contrairement à l'expérience du professeur Piutti, j'ai trouvé dans ce minéral une quantité d'hélium relativement grande, s'élevant à 3,3 mm. c. par gramme. En appliquant le calcul précédent, l'âge du minerai serait de 77 000 ans et la période de vie moyenne de l'ionium 132 000 ans. Mais j'ajoute d'ailleurs que c'est le seul échantillon pour lequel j'ai jusqu'à présent trouvé l'accord avec la théorie ci-dessus comme elle est établie, quoique cela ne veuille pas dire que les conclusions sont nécessairement tout à fait fausses. L'échantillon était une partie d'une masse considérable de minerai, reçu directement des propriétaires des mines, et qui avait été broyé. Il contenait 40 pour 100 d'autunite, le reste étant de la matière insoluble.

L'échantillon suivant était un seul morceau de cristal presque pur, pesant 2,3 grammes, d'une apparence si fraîche et si neuve qu'il paraissait provenir directement de son eau mère. Le rapport au radium de cet échantillon était 70 pour 100 et l'hélium ne pouvait y être décelé. La quantité n'était pas supérieure à 0,002 mm³ par gramme d'uranium, laquelle, d'après la composition actuelle, se formerait *en 50 ans environ*.

Le dernier échantillon était une masse beaucoup plus grande, contenant à l'analyse 46 pour 100 d'une matière insoluble d'apparence plus vieille et beaucoup plus verdâtre. Le rapport au radium était de 44 pour 100 et la quantité d'hélium de 0,035 mm³ par gramme d'uranium, quantité qui se serait formée en 600 ou 700 ans. Récemment, M. Russell m'a donné très aimablement les résidus de l'échantillon d'autunite française, pour lequel il avait trouvé le rapport de 27 pour 100. Son poids était inférieur à 0,5 gr., mais on y pouvait déceler facilement l'hélium. La quantité d'hélium s'élevait à plus de 0,15 mm³ par gramme d'uranium, une partie de ce gaz ayant été malheureusement perdue. Ce sont tous les résultats que j'ai obtenus jusqu'ici. Le rapport au radium ne croît donc pas lorsque la quantité d'hélium croît, comme le veut la théorie. Si on représente les résultats et si on les complète par des travaux ultérieurs, le rapport au radium décroît rapidement jusqu'à un minimum lorsque la teneur en hélium croît, puis elle croît de nouveau beaucoup plus lentement. Si la teneur en hélium est considérée comme une indication de l'âge du minéral, le minimum semble être atteint après une période de quelques milliers d'années. Ceci d'ailleurs est exactement ce qui arriverait si, lorsque l'autunite a été formée, le radium (mais non pas l'ionium), associé à l'uranium au début, était séparé de ce dernier. Ceci est probable à cause de l'isomorphisme du radium et du calcium. Le point de vue que cette recherche suggère ainsi très fortement, est que le radium présent dans l'autunite portugaise est souvent du radium déposé à l'origine avec de l'uranium et non pas formé du tout à partir de ce dernier. Ceci ne pouvait être que le cas d'échantillons pas plus âgés que quelques milliers d'années pour la plupart. Mais c'est exactement ce que la teneur en hélium indique, quoique en ce qui concerne le départ possible de l'hélium, rien d'affirmatif ne peut être dit à ce sujet. Si cette conception est exacte, des échantillons ayant un rapport radium élevé et ne contenant pratiquement pas d'hélium, ne contiendraient aussi peu ou pas d'ionium ou d'actinium.

Il est nécessaire de voir comment les faits inattendus que les mesures ont créés rendent nécessaire la modification du calcul précédent de la période de l'ionium. D'après cette idée nouvelle qu'à l'origine l'autunite contient une fraction de radium n de celle de l'équilibre, et pas d'ionium, la fraction de radium doit décroître avec le temps à un minimum m donné par

$$[illegible]$$

où [illegible] est la période de vie moyenne de l'ionium en fonction de celle du radium prise comme unité. Mais de même qu'avant, la relation suivante

$$[illegible]$$

où [illegible] est la proportion de radium [illegible]

ment pour le minimum et approximativement après ce minimum. Après quelques dizaines de milliers d'années, la correction relative au radium initialement présent, de même que celle relative au radium maintenant présent, devient tout à fait négligeable. Aussi n'ai-je pas abandonné l'espoir de déterminer la période de l'ionium de cette façon. Il est possible que la valeur de 172 000 ans pour le premier échantillon examiné, ne soit pas profondément modifiée par les résultats ultérieurs. J'examine en ce moment des autunites différentes de celles du Portugal.

(Manuscrit reçu le 12 septembre 1910.)

Sur la formation des rayons cathodiques

Par Louis DUNOYER

[illegible] de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

I

1. Parmi les recherches extrêmement nombreuses consacrées aux rayons cathodiques, on trouve peu de résultats, à ma connaissance, qui soient relatifs à l'influence que peut jouer la nature de la cathode, du moins aux pressions assez basses pour que l'espace obscur de Crookes ait envahi tout le tube et que les rayons cathodiques viennent produire sur la paroi la fluorescence verte caractéristique, partout où des obstacles ne gênent pas leur propagation rectiligne. Le plus grand nombre des recherches relatives aux rayons cathodiques portent soit sur les propriétés du faisceau tout formé (forme, transport de charges, déviations, vitesse, actions diverses sur les solides ou sur les gaz), soit sur les circonstances qui conditionnent sa formation; à ce dernier point de vue, les résultats acquis les plus importants se rapportent au rôle de l'afflux cathodique. Les travaux de M. Villard, de Sir J. J. Thomson, de Wehnelt ont mis en évidence qu'il existe dans un tube en cours de fonctionnement un flux de particules, dont un certain nombre au moins sont positivement chargées, se dirigeant vers la cathode avec une vitesse de l'ordre de 1000 kilomètres par seconde; si la cathode est perforée, ce flux, auquel M. Villard a donné le nom d'*afflux cathodique*, continue son chemin en ligne droite et devient un faisceau des kanalstrahlen de M. Goldstein. Pour qu'une cathode donne naissance à un faisceau de rayons cathodiques, il faut qu'elle soit frappée par l'afflux; une région de la cathode protégée par un obstacle contre l'arrivée de l'afflux n'émet pas de rayons cathodiques; tout ce qui gêne la formation de l'afflux, tel que le resserrement des parois au voisinage de la cathode, gêne la formation des rayons cathodiques et augmente la *dureté* du tube. Pendant le fonctionnement régulier du tube, l'arrivée de l'afflux sur la cathode conditionne donc la formation des rayons cathodiques. Cela ne prouve pas que, dans la période d'établissement de la décharge, ce ne soit pas à des rayons cathodiques, ou d'une manière plus générale à des charges électriques négatives, ions ou corpuscules, qu'échoit le rôle de créer l'afflux cathodique: on sait, en effet, que dans l'ionisation par chocs, les ions négatifs agissent avant les ions positifs, c'est-à-dire après le parcours d'une chute de potentiel bien moindre. Il ne paraît pas avoir été fait d'expériences systématiques sur ce point important; toutefois certaines expériences de M. Villard établissent que pendant la période d'établissement de la décharge les phénomènes lumineux de la colonne positive se propagent dans le sens de l'anode vers la cathode. D'autres expériences, plus récentes, de Sir J. J. Thomson (*Phil. Mag.* 6 18 (1909) 447), montrent qu'aussitôt après l'établissement de la différence de potentiel entre les électrodes, la direction du champ est, tout le long du tube, celle de l'anode vers la cathode; puis, dans les parties lumineuses des stratifications, un renversement se produit et le mouvement d'ensemble qui constitue le courant transporté par la décharge y remonte le champ électrique. Aucune de ces deux expériences ne paraît pouvoir trancher la question de savoir que sont et d'où viennent les premiers agents organisateurs de la décharge.

Toutefois dans l'expérience de Sir J. J. Thomson il semble difficile de ne pas attribuer ce rôle à des corpuscules négatifs émis par la cathode, car celle-ci était constituée par une pastille de chaux incandescente, et d'ailleurs l'aspect de la colonne positive était le même exactement, avec plus de régularité toutefois et de stabilité, que dans le cas d'une cathode ordinaire. Mais justement à cause de l'émission certaine et abondante d'électrons par la cathode, il semble difficile de tirer de cette expérience une conclusion positive, pour le cas ordinaire, sur le point qui nous occupe.

Quand la décharge est établie, la production des rayons cathodiques semble donc uniquement régie par l'arrivée de l'afflux sur la cathode, et l'afflux paraît dépendre lui-même uniquement de la forme du tube, de ses dimensions et de la pression du gaz. Si bien que la décharge semble se ramener à une double circulation du gaz sous forme d'afflux et de rayons cathodiques; le rôle des électrodes se bornerait à établir et à entretenir dans le gaz la distribution des potentiels qui règle cette double circulation[1].

2. Une telle conclusion peut paraître exagérer trop le rôle du gaz aux dépens de celui des électrodes. Un certain nombre de faits, dont quelques-uns sont bien connus cependant, montre l'importance de ce rôle.

Parmi ces faits, le plus saillant est celui du changement qu'éprouve la chute de potentiel cathodique quand la nature de la cathode change. Ce phénomène a surtout été étudié au point de vue de sa connexion avec la répartition du champ dans la décharge. En ce qui concerne la nature de la cathode, on a remarqué que les métaux les plus électro-positifs donnaient en général une chute cathodique plus faible. Mais le phénomène dépend aussi de la nature du gaz. Il est possible que l'absorption du gaz par la surface de l'électrode joue un rôle important et masque la véritable nature du phénomène. On peut rapprocher l'expérience suivante des variations de la chute de potentiel cathodique, constatées sous des pressions où l'espace obscur de Crookes n'atteint pas encore les parois du tube. Considérons un tube (fig. 1) dont une des électrodes est constituée de tiges de divers métaux polis, vissées les unes au bout des autres, acier (A), laiton (L), cuivre rouge (C), nickel (N) et zinc (Z). Des tiges d'acier sont intercalées de façon que chacune des tiges ait une extrémité commune avec une tige d'acier : cela rend la comparaison plus commode et permet de s'assurer qu'une variation d'aspect de la décharge ne provient pas de l'inégale distance des différentes parties de la cathode à l'anode; celle-ci est constituée par une tige d'aluminium placée dans un tube latéral. On alimente le tube avec une bobine de Ruhmkorff; l'inégale surface des deux électrodes fait jouer au tube lui-même le rôle de soupape. Quand la pression est convenable, $0^{mm},6$ de mercure environ, l'épaisseur de la gaine négative est de l'ordre de 4 mm. Or l'aspect n'en n'est pas uniforme. Elle présente sur toute sa longueur la même coloration, l'expérience étant faite avec de l'air; mais son éclat et son diamètre apparent ne sont pas les mêmes pour tous les métaux; elle est particulièrement brillante pour le nickel comme le montre la fig. 2. La photographie ne fait pas ressortir les différences aussi nettement qu'on les constate à l'observation visuelle. Si l'on cote 10 l'éclat de la gaine autour de la tige de nickel, on cotera 7 à 8 son éclat autour du laiton et 7 son éclat autour des autres tiges. Quant au diamètre de la gaine, il semble subir un rétrécissement autour du nickel. Mais c'est un phénomène qu'il est difficile de juger en faisant abstraction de la différence d'éclat.

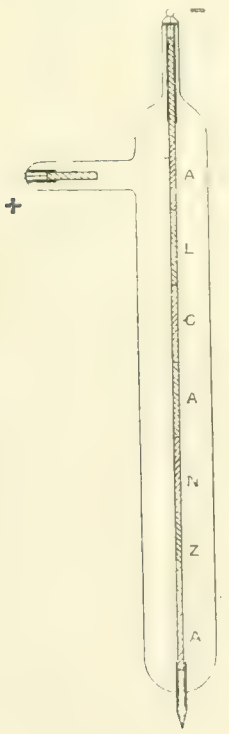


Fig. 1.

Fig. 2.

Quand l'accroissement de la pression réduit l'épaisseur de la gaine à 2 mm environ, les différences d'aspect ne sont plus appréciables; il en est de même si, par abaissement de la pression, le diamètre de la gaine atteint 8 ou 10 mm; ses contours s'estompent en même temps.

L'expérience a donné les mêmes résultats exactement avec deux tubes différents[1].

1 Villard, *Rayons cathodiques*, p. 95, 2e édit.

1 Pour maintenir dans le tube, après scellement, une pression

5. Aux basses pressions, lorsque la gaine n'est plus visible et que le faisceau cathodique se propage en ligne droite loin de la cathode, il a été fait peu d'expériences sur le rôle propre du métal de la cathode. Une ancienne expérience de M. Perrin (*Ann. Chim. et Phys.* 7 XI (1897), 499), montre que trois faisceaux émis par une même cathode formés de trois lames juxtaposées en or, argent et aluminium, subissent des déviations magnétiques égales. Cela ne montre pas que les porteurs de la charge sont fournis par le gaz, mais que, s'ils sont respectivement fournis par l'or, l'argent et l'aluminium, ces porteurs sont les mêmes; c'est là un point capital encore bien mieux établi par la comparaison des diverses mesures du rapport $\frac{e}{m}$. Mais cela ne donne aucune indication sur la manière dont l'or, l'argent et l'aluminium réagissent sous l'excitation de la cause qui produit le faisceau cathodique.

Des différences très nettes entre la facilité avec laquelle prennent naissance les rayons cathodiques

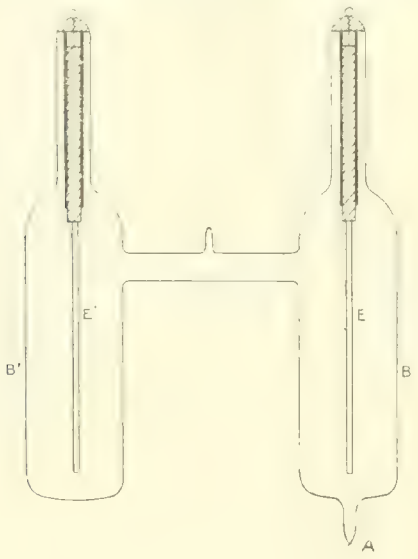


Fig. 5

ont été trouvées par Sir J. J. Thomson (*Phil. Mag.* 5 44, p. 295, 1897) en faisant passer la décharge entre une cathode plane et une anode filiforme

[illegible] constaté, il est nécessaire de la [illegible] de la vapeur en faisant passer [illegible] la décharge [illegible] les parois [illegible] ce que la [illegible] apparaît [illegible] permanente. Si on n'a pas eu soin avant de [illegible] les vissés les [illegible] sur les autres de les chercher [illegible] minutieusement [illegible] de manière grave. [illegible] qui le [illegible] dans le pas de vis [illegible] des proportions [illegible] extrêmement abondantes au niveau des raccords. Il est évident que ces proportions doivent être [illegible] pour que [illegible] du tube [illegible] On constate dans cette expérience que [illegible] la [illegible] cathodique d'une manière particulièrement accentuée.

normale à la cathode. Toutes les électrodes étaient placées dans un même tube de manière à assurer l'égalité des pressions. La valeur du tube en longueur d'étincelle équivalente était très variable suivant le couple d'électrodes en activité. Elle était particulièrement faible avec une cathode en sodium. Mais les résultats étaient assez irréguliers avec un même couple d'électrodes. C'est ce que j'ai retrouvé en employant le tube en forme d'H représenté figure 5. Les électrodes E, E' sont des tiges d'acier de 3^{mm} de diamètre emmanchées dans des tiges d'aluminium [1] que des tubes de verre protègent jusqu'à leur arrivée dans les tubes larges. Il est nécessaire que les tubes porte-électrodes soient longs (une douzaine de centimètres au moins) pour que, aux pressions très basses, une étincelle, perçant la paroi, ne jaillisse pas entre un des fils de platine et le tube horizontal; avec cette disposition, en effet, des charges de la paroi s'accumulent principalement dans la branche horizontale de l'H. Après avoir parfaitement purgé de gaz les électrodes et les parois, on distille du sodium placé dans l'ampoule A de manière à recouvrir entièrement l'électrode E d'une couche brillante de métal alcalin. Il est nécessaire, pour effectuer cette opération, de chauffer de temps en temps, pendant quelques minutes les parois du tube B pour empêcher la vapeur de s'y condenser et rassembler le métal sur l'électrode. Il est nécessaire aussi de ne distiller que du sodium parfaitement dépouillé, soit par une première distillation dans le vide, soit simplement par un chauffage prolongé à 400° dans un courant d'acide carbonique, de toute huile lourde. Quand la distillation est achevée on sépare l'ampoule A et on scelle le tube. La pression lue à la jauge au moment de la fermeture du tube était de 2.10^{-4} millimètres de mercure.

Or on constate, avec un tube préparé de cette manière que la longueur d'étincelle entre boules de 0,8^{cm} de diamètre, équivalant au tube, est par exemple de 10^{c} quand l'électrode E est anode et de 0^{c},8 seulement quand elle est cathode. Le tube peut donc jouer dans une certaine mesure le rôle de soupape, grâce à la dissymétrie qu'il présente. Mais cette dissymétrie n'est pas indépendante de la durée du passage de la décharge : si l'on fait fonctionner le tube avec la bobine pendant suffisamment longtemps ($^1/_2$ heure ou une heure par exemple) en prenant comme cathode l'électrode recouverte de sodium, le tube durcit beaucoup. L'étincelle équivalente passe de 0^{c},8 à 12^{c}. Mais elle ne se maintient

1. Les tiges d'acier sont enfoncées à frottement dur dans des trous pratiqués dans les tiges d'aluminium, puis l'aluminium est fondu au chalumeau. Par refroidissement on obtient, non une soudure, mais une liaison solide. Les fils de platine qui sortent du tube sont fixés dans l'aluminium de la même manière.

pas à cette valeur : le tube redevient parfois subitement plus mou et durcit lentement de nouveau.

II

4. Je vais maintenant décrire une expérience dans laquelle la nature de la cathode a une importance considérable et évidente, aux pressions les plus basses que l'on sache actuellement obtenir [1]. Pour la réaliser il faut distiller un métal alcalin sur la cathode, mais de façon que le dépôt s'effectue en très petites gouttelettes et ne recouvre pas la cathode d'une couche uniforme. Voici quelques détails sur la préparation du tube.

Il est commode de lui donner quatre à cinq centimètres de diamètre et une quinzaine de centimètres de longueur (fig. 4). Aux extrémités sont soudés des

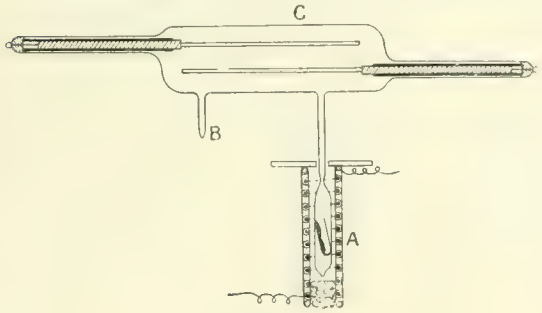


Fig. 4.

tubes plus étroits qui servent à porter les électrodes. Il faut que celles-ci soient gainées dans des tubes de verre jusqu'à l'extrémité du tube large et que les tubes étroits porte-électrodes aient au moins une douzaine de centimètres de longueur ; sans quoi on s'expose à voir la paroi percée aux extrémités du tube large. Les parties des électrodes qui pénètrent dans le tube large sont des tiges d'acier, grossièrement polies au papier émeri. Le tube étant achevé, mais les électrodes non encore en place, on le nettoie à l'acide chromique, puis à l'eau distillée et on le sèche. On soude alors dans le verre les fils de platine reliés aux électrodes en évitant le plus possible d'introduire de l'humidité à l'intérieur du tube pour préserver les électrodes d'acier de l'oxydation, qui dépolit leur surface. Lorsque les électrodes sont en place on introduit dans le tube A un petit tube ouvert contenant un métal alcalin ; on étire et on scelle le tube A. On soude alors le tube B à la canalisation de la pompe à mercure (pour les nombreuses distillations que j'ai eu à effectuer, la pompe Gaede m'a rendu d'inappréciables services), et on fait le vide. On procède alors à l'expulsion des gaz occlus dans les parois et dans les électrodes ; on chauffe pour cela le tube avec un bec Bunsen, jusque vers 350 à 400° en faisant passer la décharge. On a soin d'éviter de chauffer le tube A, qui est relié au tube C par un tube étroit (4 à 5^{mm} de diamètre intérieur) de 10 centimètres de longueur environ.

Quand on a chauffé pendant trois heures à peu près en faisant passer par intermittence la décharge, et en laissant toujours la pompe à mercure en action, il ne subsiste plus dans le tube une quantité de gaz suffisante pour laisser passer la décharge d'une bobine d'induction, alimentée par courant continu et munie d'un interrupteur turbine à mercure, même sous des différences de potentiel aux bornes correspondant à une quinzaine de centimètres d'étincelles, dans l'air, entre boules de 1^{cm} de diamètre. Avant d'arriver à ce degré de vide le tube a été Geissler, puis cathodique, la fluorescence verte recouvrant les parois d'une manière *sensiblement uniforme* ; au delà d'un certain degré de vide cette fluorescence *uniforme* s'affaiblit puis cesse.

On commence alors la distillation du métal alcalin. Il est indispensable de ne se servir que de métal déjà convenablement purifié de toute matière grasse. Le sodium ou le potassium que l'on vend sous l'huile de naphte retiennent, malgré des lavages répétés et prolongés dans l'éther de pétrole, une petite quantité d'huile extraordinairement peu volatile. Cette huile se dégage seulement, dans un vide très bon, vers 250° et va se condenser sur des parois très proches de la partie chauffée et par conséquent elles-mêmes assez chaudes. Cette huile est parfaitement transparente. Pour s'en débarrasser, le mieux est de faire subir dans le vide au métal alcalin une distillation préparatoire dans un petit tube où l'on peut ensuite laisser rentrer de l'air, ce qui oxyde, sans inconvénient, la surface du métal alcalin ; on place ensuite ce petit tube dans l'ampoule A. Au lieu de faire cette distillation préparatoire, on peut chauffer pendant une demi-heure ou trois quarts d'heure le métal vers 400 à 450° dans un courant d'acide carbonique sec. A une température, variable d'un métal alcalin à un autre, mais généralement comprise entre 100 et 200°, il se dégage dans le vide une grande quantité de gaz occlus par le métal, principalement de l'hydrogène, comme le montre l'aspect de la décharge dans le tube C, qui redevient momentanément Geissler. Ce dégagement gazeux se produit d'une manière assez soudaine, et si l'on n'a pas soin de régler convenablement le chauffage, le métal alcalin fondu peut être projeté en masse au delà de l'étranglement capillaire qui relie l'ampoule A et le tube C, et jusque dans ce tube lui-même. Pour pouvoir aisément régler le chauffage j'ai trouvé très commode l'emploi de petits fours électriques construits de la façon suivante : on enroule autour d'un tube de verre de quelques millimètres plus large que le tube A un fil de nickel recouvert d'amiante ; j'ignore si l'on peut se procurer du fil de cette espèce

1. *C. R.*, **150** 1910 970.

dans le commerce; il est en tout cas très facile d'en préparer des bouts d'une dizaine de mètres en enroulant du fil d'amiante fin (1 à 2^{mm} environ de diamètre) dévidé d'une bobine, sur le fil de nickel pincé dans le mandrin d'un tour; il est commode que la poupée du tour soit percée: un aide maintient dans ses doigts l'extrémité du fil de nickel, en l'y laissant cependant tourner, pendant qu'un autre opérateur surveille l'enroulage du fil d'amiante.

Pour faire tenir le fil de chauffage sur le tube de verre, le plus commode est de pratiquer au chalumeau deux trous dans la paroi de celui-ci au voisinage des extrémités; on y attache les extrémités du fil de nickel. Par-dessus l'enroulement on enfile un autre tube de verre, servant de calorifuge et maintenu sur le premier par le coincement de deux tours de gros fils d'amiante, un à chaque extrémité des tubes de verre. Avec ce dispositif, et un écartement de 1 cm environ entre les spires, ce qui permet de *voir très bien ce qui se passe à l'intérieur*, on peut aisément chauffer à 500°. Il faut avoir soin toutefois de fermer le haut du four avec une feuille de carton d'amiante percée d'une fente pour laisser passer le tube; on peut fermer le bas avec un peloton de ficelle d'amiante.

Pour le sodium, vers 290° on voit se former un anneau miroitant de 1 cm de hauteur environ au-dessus du carton d'amiante; si l'on continue le chauffage, sans dépasser 400°, car au-dessus de cette température la vapeur de sodium attaque fortement le verre, qui devient brun, on finit par chasser tous les gaz occlus dans le métal de l'ampoule A ou susceptible d'être dégagé par l'action de ce métal sur son oxyde hydraté, et le tube C redevient cathodique très

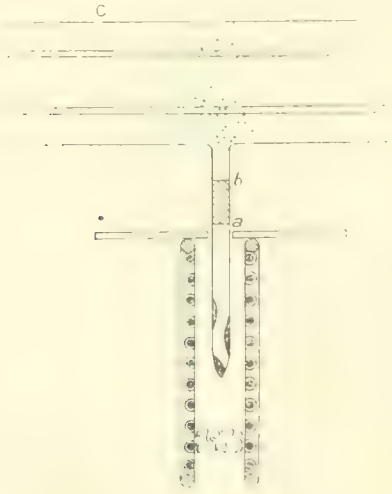


Fig. 5.

dur. Les parois restent complètement obscures sous des voltages élevés, correspondant par exemple, pour fixer les idées, à 4 cm d'étincelle. Si la quantité de métal passée de l'ampoule A dans le tube étroit est suffisante, on enlève le fourneau et l'on scelle l'ampoule A que l'on sépare. On fait alors monter le fourneau de quelques centimètres pour approcher peu à peu la région de condensation *ab* (fig. 5) du tube C. A un certain moment, on constate l'apparition du phénomène suivant si l'on applique au tube la même différence de potentiel que précédemment : Sur la paroi du tube C il y a une sorte de voie lactée en couronne dont le plan est perpendiculaire au tube et qui est constituée par de petites taches fluorescentes vertes, très brillantes, très bien définies et en général parfaitement fixes; l'éclat de chacune d'elles, toutefois, n'est pas absolument constant, ce qui donne, à une certaine distance, l'impression d'ensemble d'un véritable fourmillement d'étoiles vertes. Au moment où ce phénomène apparaît, il n'y a aucune trace de métal alcalin visible à l'œil nu sur les parois du tube C ni sur les électrodes, à condition que la distillation ait été conduite d'une manière suffisamment lente. Si l'on pousse la distillation de manière à recouvrir d'un dépôt de métal alcalin les parois du tube C avoisinant l'orifice du tube *ab* et la partie correspondante des électrodes, la région où les taches sont les plus fines et les plus nombreuses s'écarte; elle correspond toujours à une région des électrodes non recouverte de dépôt visible à l'œil nu ou même à la loupe. Toutefois, quand le chauffage est un peu prolongé, les taches se font un peu partout sans qu'il y ait de région très nettement délimitée. C'est ce que l'on constate sur la figure 6 qui reproduit une photographie d'un tube pareil aux précédents dans lequel on avait distillé du sodium. Le plan des électrodes est perpendiculaire au plan de la figure. Le cliché est un négatif; la surface des électrodes n'émet pratiquement aucune lumière, d'où résulte qu'elles se détachent en clair sur le fond du tube rendu légèrement lumineux par le fourmillement des taches. La photographie a été prise avec une pose de 20 minutes, le tube étant alimenté par une machine de Holz à deux plateaux; la netteté d'un grand nombre de petites taches, montre leur fixité. Le tube d'arrivée du sodium débouchait en A.

5. Ces petites taches vertes sont produites par l'arrivée sur la paroi de faisceaux cathodiques très déliés émis par des points isolés de la cathode. C'est ce que montrent la couleur de la fluorescence, la déviation magnétique des rayons et le fait que seule l'électrode qui est cathode les émet, comme on le constate quand on alimente le tube avec une machine électrostatique. Le diamètre des taches est assez variable; en général, cependant, il est de l'ordre de 1 à 2 millimètres pour une distance de 2 cm entre la cathode et la paroi. Plus la paroi est éloignée, moins les taches sont nettes : les faisceaux possèdent donc une légère divergence.

Il est très remarquable que ces faisceaux ne paraissent donner aucune illumination à la surface de la cathode, au contraire des faisceaux cathodiques ordi-

naires, dont le point de départ sur la cathode est toujours un peu lumineux, du moins avec les intensités que permet d'obtenir l'emploi de la bobine de Ruhmkorff. Quand le vide est aussi bien fait que possible, mes tubes alimentés par la même source ne donnent de lumière que dans les taches vertes. Le gaz résiduel et les électrodes sont obscurs. Mais si le vide est moins poussé ou si le fonctionnement de la bobine est forcé, des décharges cathodiques ordinaires peuvent se superposer au phénomène des petites taches et donner, au moins sur certaines régions de la paroi, la

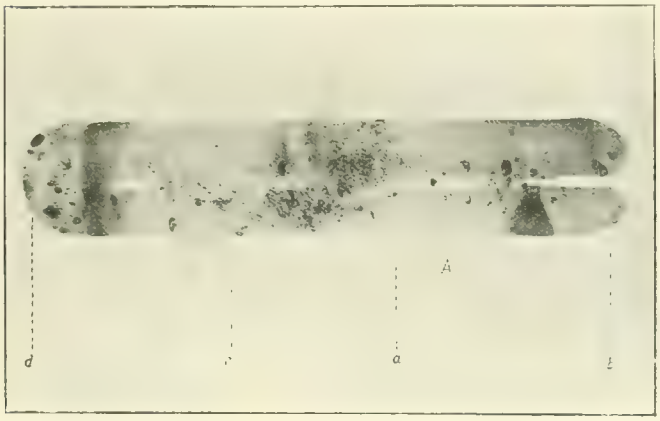


Fig. 6.

fluorescence sensiblement uniforme qui accompagne normalement ces décharges. Sur la figure 6, on voit vers l'extrémité gauche une telle région. Avec un même tube on peut alors obtenir, si la pression n'est pas trop basse, les aspects suivants : un certain nombre de petites taches vertes commencent à apparaître sous le voltage correspondant, par exemple, à 1 cm d'étincelle; le reste du tube est absolument obscur; le voltage allant en croissant, un nombre de plus en plus grand de taches deviennent visibles tandis que les premières apparues augmentent d'éclat. Enfin pour un certain voltage, correspondant par exemple à 4 c d'étincelle, de faibles décharges cathodiques ordinaires, avec fluorescence uniforme de la paroi, se superposent par intermittences aux petites taches et acquierrent de plus en plus d'importance à mesure que le voltage croît. Plus le vide dans le tube est bon, ou mieux, plus la décharge cathodique sous sa forme ordinaire a de peine à s'y produire (étranglement des parois, difficultés de production abondante d'afflux cathodiques), plus le phénomène des petites taches est pur et plus on peut forcer le voltage sans voir apparaître la fluorescence uniforme.

6. Avant d'indiquer les observations que j'ai pu faire sur les circonstances particulières de la formation des petites taches, je dois signaler trois autres phénomènes que j'ai rencontrés fréquemment, mais sans être maître de leur production. Je ne me suis d'ailleurs pas encore préoccupé d'en faire l'étude.

1° On remarquera sur la photographie reproduite par la figure 6, dans la région *ab*, une large nappe brillante (noire sur le négatif), très intense et bien délimitée. Cette nappe est restée parfaitement fixe pendant plus longtemps que les 20 minutes qu'a duré la pose; son contour est la section de la paroi par un cône de révolution ayant son sommet sur l'électrode. En ce point on voit sur l'électrode un très petit point très brillant et orangé, non reproduit par la photographie. Dans cette région l'électrode était entièrement recouverte d'une couche de sodium miroitant, et d'ailleurs, toutes les fois que j'ai rencontré ce phénomène, le point orangé était sur une couche de sodium bien visible. Quand ce point est très brillant, il semble être l'extrémité d'une petite aigrette orangée normale à la cathode. En somme, avec ce genre de décharge, il y a au contact du point d'émission une petite couche lumineuse émettant les raies du métal. C'est ce que l'on s'attendrait à trouver avec une cathode en sodium, si l'on se rappelle que, d'une manière générale, dans un tube à rayons cathodiques, la surface de la cathode n'émet pas tout entière : l'émission se réduit pratiquement à celle d'une petite région, celle ou vient frapper l'afflux cathodique; elle est légèrement lumineuse, émettant les raies du métal de la cathode; sa place sur la cathode est déterminée par des circonstances assez peu connues.

La stabilité des plages comme celle qui vient d'être décrite est extrêmement variable. En général, quand elles se produisent, elles sautent plus ou moins rapidement d'une place à une autre, en même temps que le point brillant sur la cathode subit des déplacements correspondants. Quelquefois, ces déplacements sont si rapides, qu'ils donnent l'impression d'une scintillation sur la cathode.

2° Les plages lumineuses de ce genre m'ont paru toujours parfaitement uniformes. Il n'en est pas de même des petites taches. Le plus souvent elles sont à peu près uniformément éclairées, mais avec des fluctuations d'intensité d'une partie à l'autre de la tache qui rappelle l'aspect des substances frottées de phosphore. De plus il arrive parfois que les taches sont *annulaires*. Leur contour intérieur et extérieur est alors d'une netteté parfaite et semble un trait lumineux vert de la largeur de celui que donne la pointe d'un crayon; le centre de la tache est parfaitement obscur. Cette netteté du contour intérieur semble différencier le phénomène de celui qui est bien connu sur la forme du cône de rayons cathodiques émis par une cathode concave; on constate bien dans ce cas un renforcement périphérique du faisceau mais non une

délimitation parfaitement nette comme celle dont il est ici question.

5° Quand on alimente le tube avec une source continue, comme une machine électrostatique, on constate parfois l'apparition d'une lueur remplissant le tube et accompagnée d'un bruit sec; il semble que cette lueur possède la coloration de la décharge Geissler dans le gaz sur lequel le vide a été fait. Avec les intensités que fournit la machine électrostatique la luminosité reste d'ailleurs très faible. Le phénomène est instantané. Il ne semble pas modifier l'émission qui correspond aux petites taches. Il faut sans doute le rapprocher des observations faites récemment par M. Villard sur la décharge par arc dans le vide.

7. En ce qui concerne les circonstances de formation des petites taches, il était d'abord essentiel d'examiner si le mode de production des rayons cathodiques qui leur correspond est une propriété spéciale des métaux alcalins. Après avoir découvert le phénomène avec le sodium, j'ai constaté qu'il se produisait également bien avec le potassium, le rubidium et le cœsium[1]. Malheureusement, comme chaque essai nécessite la construction et la préparation, assez délicate, d'un tube, ces expériences sont longues à faire. Outre les métaux alcalins je n'ai pu encore essayer que le zinc, dont la distillation s'effectue très facilement dans le vide. Le tube employé était identique à celui de la figure 4, les électrodes en acier. Le zinc donne le phénomène sous le même aspect exactement, mais d'une manière évidemment moins aisée, c'est-à-dire qu'il est nécessaire d'appliquer au tube un voltage plus élevé. Il sera nécessaire d'essayer l'expérience avec tous les métaux qu'il est possible d'obtenir par distillation dans le vide.

8. Pour montrer d'une manière frappante que le phénomène des petites taches est bien dû à des particules distillées et déposées sur les électrodes, on peut employer un tube en forme d'H, comme celui de la figure 3. On fait le vide de manière que la décharge ne passe plus; les deux branches verticales sont obscures. On procède alors à la distillation dans une des branches, conformément aux indications données plus haut; un grand nombre de taches vertes apparaissent du même côté tandis que l'autre côté reste obscur. Cette forme de tube est particulièrement commode parce que la dissymétrie des deux branches persiste pendant très longtemps. Au contraire, avec un tube droit comme celui de la figure 4 j'ai observé que si on scelle le tube alors que la région des taches est limitée à la partie voisine de l'arrivée de la vapeur, il y a des taches un peu partout au bout de quelques semaines. Cela est dû probablement à de faibles volatilisations successives du métal déposé, suivies de condensations.

Pour m'assurer encore que le premier rôle revient à des gouttelettes alcalines, j'ai ouvert un tube contenant du sodium et coupé les tubes porte-électrodes; le tout a été lavé soigneusement à l'alcool et à l'eau, puis les électrodes traitées de la même manière ont été ressoudées, le tube vidé et les parois purgées de gaz comme auparavant. Le phénomène avait pratiquement disparu. Toutefois il restait encore quelques petites taches très peu nombreuses, comme j'en ai observé presque toujours quelques-unes avec mes tubes, avant d'y distiller le métal alcalin. Si l'on rapproche ce fait de la production du phénomène avec le zinc distillé, on sera conduit à penser que le phénomène peut se produire avec toutes sortes de particules très petites, déposées sur la cathode, mais plus ou moins facilement. C'est ainsi que l'on fait disparaître le phénomène en laissant de l'air rentrer dans le tube, puis en le vidant de nouveau; le nombre et la dimension des particules n'a pas dû notablement changer, mais l'état de leur surface s'est modifié.

9. On a déjà fait remarquer que le phénomène se produit particulièrement bien pour les régions de la cathode sur lesquelles le dépôt de métal alcalin est si faible qu'on n'en peut voir aucune trace à l'œil nu ni même à la loupe. Les régions de la cathode entièrement recouvertes de métal alcalin ne donnent généralement qu'un nombre très petit de taches. Le phénomène ne se produit donc pas avec les grosses gouttes; il faut que *la dimension des gouttelettes soit inférieure à une certaine limite*.

10. J'ai cherché à pousser la raréfaction aussi loin que possible pour essayer d'arriver à faire disparaître le phénomène des taches; à cet effet j'ai employé un tube contenant du sodium et auquel était soudé un petit tube contenant du charbon de noix de coco; le vide fut fait avec la pompe Gaëde jusqu'à ce que la jauge de Mac Leod indiquât une pression nulle ou du moins non mesurable; il ne devait plus rester dans le tube que de la vapeur de mercure, et celle, encore moins dense, du métal alcalin.

Le tube contenant le charbon de noix de coco fut alors plongé dans l'air liquide pendant une heure. Le phénomène des taches continua à se produire sans modification appréciable. Il semble donc que les rayons cathodiques ainsi obtenus puissent être animés de vitesses très grandes en appliquant au tube des différences de potentiel suffisantes, tout en conservant dans chaque faisceau une grande densité de courant qui donne beaucoup d'éclat aux petites taches fluorescentes produites sur la paroi, et facilite les pointés pour des mesures du rapport $\frac{e}{m}$.

11. La nature de l'électrode servant de substra-

1. Je me suis servi de rubidium et de cœsium purs préparés par M. Hackspill au moyen de la méthode si pratique de réduction des chlorures par le calcium. Je lui exprime tous mes remerciements pour l'obligeance avec laquelle il a mis ses produits à ma disposition.

tum n'est pas sans importance. Les électrodes d'acier donnent toujours très facilement le phénomène. Avec certains autres métaux, l'aluminium en particulier, je n'ai pu l'obtenir que beaucoup moins beau ; les petites taches étaient plus rares. Je l'ai obtenu également, mais moins bien que sur l'acier, avec le cuivre, le laiton, le zinc, le nickel. La raison de ces différences réside probablement dans la manière différente dont se produit le contact entre les gouttelettes déposées et la surface de l'électrode. Peut-être les gouttelettes s'aplatissent-elles plus facilement sur certains métaux.

12. Pour terminer la description des particularités que j'ai observées, je signalerai un phénomène, très remarquable dans certains de mes tubes, de prolongation de la décharge cathodique par les faisceaux des petites taches. Si on supprime la source alimentant la décharge (bobine d'induction ou machine électrostatique), et que l'on mette les électrodes du tube en communication, on constate parfois, en particulier avec certains tubes, que les petites taches restent brillantes pendant assez longtemps, une à deux minutes par exemple. Leur éclat diminue graduellement jusqu'à ce qu'on cesse de les voir. Elles restent pendant cette période d'une netteté parfaite. Il ne s'agit pas d'une continuation de la fluorescence de la paroi, mais bien d'une prolongation de l'émission cathodique, car les taches continuent à être sensibles à l'aimant. On constate à ce point de vue une augmentation brusque de la déviation magnétique du tiers de sa valeur environ au moment où le courant d'alimentation cesse, puis la déviation continue à augmenter, mais faiblement, jusqu'à la disparition des taches. La vitesse des rayons subit donc d'abord une diminution brusque suivie d'un lent décroissement. Il est très commode de faire l'expérience avec un tube en H donnant des taches dans une des branches seulement, sur laquelle on enfile une bobine parcourue par un courant.

Ce curieux phénomène doit être rapproché d'un phénomène analogue, bien que beaucoup moins brillant, qu'il est souvent possible d'observer dans un tube ordinaire à rayons cathodiques. J'ai, par exemple, employé un tube classique (fig. 7) destiné à montrer la fluorescence du rubis sous l'influence des rayons cathodiques. Si on alimente le tube avec une machine électrostatique en prenant A comme anode et B comme cathode, le rubis reste obscur ; si on réunit les pôles de la machine, ce qui met en même temps en communication les électrodes du tube, le rubis s'éclaire tout à coup d'une manière bien nette, quoique assez faiblement ; la fluorescence dure une ou deux minutes ; elle est bien due à un faisceau cathodique parti de l'électrode A comme on s'en rend compte en faisant à volonté disparaître et reparaître la fluorescence en approchant du tube un aimant. L'explication de ce phénomène paraît être celle-ci : pendant le fonctionnement du tube avec l'électrode A comme anode, des charges positives s'accumulent sur la paroi de verre jusqu'au voisinage de la cathode [1]. Si on réunit alors les deux électrodes, ces charges positives, lentes à se dissiper à cause de la faible conductibilité du verre, induisent des charges négatives sur l'électrode A qui fonctionne ainsi comme cathode tant qu'il reste des charges positives inductrices sur la paroi.

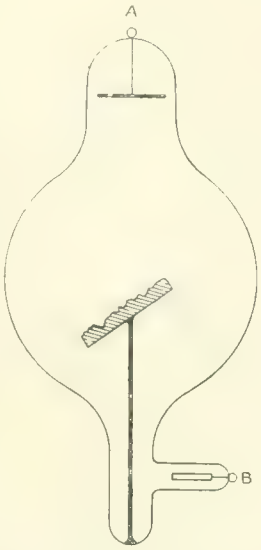


Fig. 7.

Pourtant, dans le cas de mes tubes avec des métaux alcalins, il est une particularité dont l'explication précédente ne rend pas compte : toutes les taches d'un tube ne manifestent pas le phénomène. Ainsi, dans un certain tube en H, aucune des taches correspondant à la région inférieure de l'électrode, recouverte d'une couche brillante de sodium, ne subsistait après la réunion des électrodes, tandis que les taches correspondant à la région de l'électrode non recouverte d'un dépôt visible présentaient le phénomène de prolongation sans exception apparente. La manière dont le contact a lieu entre la gouttelette et la surface de l'électrode doit jouer un rôle.

III

13. Les rayons cathodiques émis par les gouttelettes de métal alcalin continuent à se produire même pour les vides les plus élevés, alors que l'ensemble du tube reste parfaitement obscur, avec les intensités de courant que j'ai pu employer. Dans ces conditions, il semble tout d'abord que la cause du phénomène doive entièrement différer de celle de la décharge à travers les gaz, et l'idée vient tout de suite que le phénomène pourrait provenir d'une émission d'électrons par les gouttelettes alcalines ne faisant pas intervenir le gaz ; ces électrons, dirigés et accélérés par le champ, deviendraient des rayons cathodiques capables de produire la fluorescence du verre.

Mais, quel que soit, parmi les modes connus d'émission d'électrons ne faisant intervenir que le métal, celui que l'on invoque (effet photo-électrique, émission spontanée de rayons β lents), on se heurte à

[1] Voir, au sujet de ces charges, les expériences de M. Villari. *Rendic. della R. Acc. dei Lincei*, 5e série, 5, 1896, 577.

la difficulté d'expliquer pourquoi le diamètre des gouttes joue un rôle capital, pourquoi une grosse goutte de métal alcalin déposée sur la cathode ne donne pas le phénomène.

La seule explication qui paraisse actuellement d'accord avec l'ensemble des faits observés consiste à supposer que, même aux pressions les plus basses que l'on sache réaliser dans un tube à vide, le mouvement de particules positivement chargées que l'on appelle afflux cathodique peut prendre naissance. Si cet afflux vient frapper des gouttelettes très petites touchant la paroi par une surface très peu étendue, il est capable de les échauffer, car les pertes de chaleur par conductibilité deviennent très faibles; il est même probable que les surfaces de contact entre les petites gouttelettes et l'électrode sont souvent plus petites que l'aire de contact d'une petite goutte liquide et d'un plan à cause des irrégularités de forme que peuvent présenter les gouttelettes ou la surface de l'électrode. Les gouttelettes, échauffées, émettront des électrons par effet Edison, et d'une manière particulièrement facile et abondante avec les métaux alcalins, très sensibles à ce phénomène. Les électrons ainsi émis sous des vitesses faibles suivront, au voisinage de la gouttelette, les lignes de force du champ; l'aspect des surfaces équipotentielles au voisinage de l'électrode et de la gouttelette (fig. 8) montre immédiatement que les corpuscules émis par la gouttelette dans toutes les directions formeront finalement un faisceau faiblement divergent. On peut expliquer de la même manière des faisceaux creux à nappe très nettement délimitée observés parfois; il suffit de supposer qu'une gouttelette B est venue se déposer sur une gouttelette A (fig. 9). S'il arrive que la gouttelette B, en raison de l'état de sa surface, devient incapable d'émettre (on a vu, en effet, que certaines taches disparaissent parfois), tandis que la gouttelette A continue à émettre des électrons, la forme des surfaces équipotentielles montre que les rayons cathodiques formeront un faisceau creux.

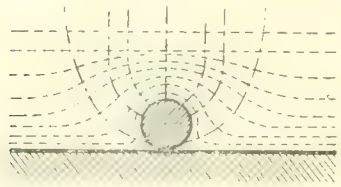


Fig. 8

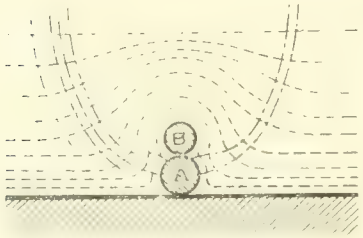


Fig. 9

Si par-dessus la gouttelette B vient s'en déposer une autre capable d'émission, elle donnera un faisceau plein intérieur à l'autre et on aura sur la paroi une petite courbe verte fermée, avec une petite tache verte à l'intérieur, ce qui s'observe quelquefois.

Cette explication a l'avantage de pouvoir s'appliquer à tous les corps distribués en gouttelettes suffisamment petites à la surface de la cathode, car tous les corps possèdent la propriété d'émettre des électrons quand on les chauffe. Le degré très grand auquel les métaux alcalins jouissent de cette propriété, explique la facilité particulière avec laquelle ces métaux donnent le phénomène. On sait également que cette propriété dépend beaucoup de l'état superficiel du métal, comme le phénomène qui nous occupe.

14. Nous avons donc réalisé un cas où la formation des rayons cathodiques, à partir de la cathode, produit suivant un processus dont la conception paraît à peu près imposée par les faits. Il est naturel de chercher à étendre ce résultat à la formation des rayons cathodiques dans les conditions ordinaires de fonctionnement des tubes à vide. Dans un tube où le vide est poussé très loin, la lueur négative disparaît complètement, ainsi que tous autres phénomènes lumineux dans l'espace entourant la cathode et parcouru cependant par des rayons cathodiques qui vont frapper l'anticathode. Il subsiste seulement une très faible couche lumineuse, présentant les raies du métal, *au contact même* de la cathode. Dans ces conditions, il semble naturel de chercher la source des rayons cathodiques à la surface même de la cathode. On peut alors se représenter les choses ainsi : une molécule d'afflux cathodique, venant frapper la cathode, produit un échauffement local; cet échauffement tend à se dissiper très rapidement dans la masse de l'électrode, ayant même d'avoir pu élever la température de la région d'impact suffisamment pour que l'émission d'électrons soit notable, à moins que cette région ne soit entourée d'un nombre suffisamment grand d'autres régions voisines. Avec une cathode ordinaire, une émission cathodique suffisante pour produire le phénomène de fluorescence verte sur la paroi de verre ne se produira donc que si la *densité* de l'afflux est suffisante.

Cela semble en contradiction avec la possibilité d'obtenir des rayons cathodiques à partir du centre d'un trou pratiqué à travers la cathode. Mais je pense que ce dernier phénomène doit être rapproché de ceux où des rayons cathodiques se forment indubitablement au sein du gaz, en particulier dans la gaine négative. Ma conclusion est donc que dans les tubes à vide il y a lieu de distinguer deux modes tout à fait distincts de production des rayons cathodiques; les uns se produisent dans le gaz, par l'accélération de corpuscules arrachés aux molécules du gaz; les autres se produisent à la surface de la cathode par suite de l'*échauffement local* qui a lieu *momentanément* aux régions

d'impact de l'afflux cathodique. Le premier mode doit être prépondérant aux pressions relativement fortes, et le second intervient sans doute presque exclusivement dans la formation du faisceau cathodique proprement dit aux pressions très basses.

Il est intéressant de remarquer qu'avec notre hypothèse le phénomène des projections cathodiques matérielles s'interprète aisément comme une évaporation thermique réelle, non pas à partir de la surface totale de la cathode dont la température d'ensemble s'élève peu, mais à partir des petites régions d'impact, séparées les unes des autres, où vient frapper l'afflux cathodique. L'arrivée dans des régions voisines, à la surface du métal, de plusieurs molécules d'afflux, anime un certain nombre d'électrons de conductibilité (ou électrons libres) et un certain nombre de molécules du métal de vitesses suffisantes pour en sortir. Les molécules deviennent alors des projections matérielles cathodiques, et les corpuscules des rayons cathodiques.

Ce travail, commencé au laboratoire de Physique du Collège de France, a été terminé au laboratoire de Mme Curie. Je prie Mme Curie et M. Langevin de vouloir bien agréer mes sincères remerciements pour le bienveillant intérêt qu'ils m'ont maintes fois manifesté au cours de mes recherches.

Manuscrit reçu le 10 octobre 1910.

ANALYSES

Radioactivité

Sur le radium métallique. — **Mme P. Curie** et **A. Debierne** (*C. R.*, **151** (1910) 523-525). — Pour obtenir le radium métallique, les auteurs ont utilisé les méthodes qui ont été décrites par M. Guntz pour la préparation du baryum métallique [1].

Quelques expériences préliminaires ont été faites sur le baryum, avec une quantité très faible de matière (0g,1 environ), ce qui rend les opérations très délicates. Les expériences ont servi à établir le mode opératoire utilisé pour la préparation du radium.

Le principe de la méthode consiste à préparer l'amalgame et à chasser le mercure par distillation dans des conditions convenables.

L'amalgame était obtenu par l'électrolyse d'une solution de chlorure de radium parfaitement pur (poids atomique : 226,5), avec une cathode de mercure et une anode de platine iridié. La quantité de sel $RaCl^2$ était 0g,106, la quantité de mercure était environ 10g. Après l'électrolyse, la solution contenait encore 0g,0085 de sel. L'amalgame décompose l'eau, il est très altérable à l'air. Il était entièrement liquide, tandis que dans les mêmes conditions nous avons obtenu un amalgame de baryum contenant de nombreux cristaux. L'amalgame séché était rapidement transporté dans une nacelle de fer, préalablement réduite dans l'hydrogène pur. Cette nacelle était placée dans un tube de quartz, et le vide était aussitôt fait dans l'appareil.

La distillation du mercure est une opération extrêmement délicate : elle doit être faite sans qu'à aucun moment l'ébullition puisse se produire, parce que celle-ci détermine des projections de matière. Les auteurs ont finalement effectué la distillation dans l'hydrogène pur, la pression de ce gaz étant toujours supérieure à la pression de vapeur saturée du mercure à la température de la nacelle. Cette température était connue par un couple thermo-électrique dont une soudure pénétrait dans le métal de la nacelle.

Étant donnée la faible quantité de matière sur laquelle on opérait, on avait besoin d'hydrogène particulièrement pur : on a constaté que l'hydrogène purifié et desséché par les moyens ordinaires pouvait encore altérer l'amalgame et le métal. Pour achever la purification, l'hydrogène était admis dans l'appareil au travers d'un tube de platine chauffé à température élevée dans un four électrique. Ce procédé de purification semble parfait.

La plus grande partie du mercure a été distillée à 270°, puis la température a été augmentée progressivement ainsi que la pression du gaz dans l'appareil. Afin de pouvoir observer le contenu de la nacelle pendant toute la durée de l'opération, on chauffait à l'aide de brûleurs à gaz. Vers 400° l'amalgame était solide mais fondait par élévation de température et dégageait alors du mercure. Le point de fusion pouvait être déterminé très exactement, il montait progressivement et a atteint 700°. A cette température on ne pouvait plus observer de distillation de mercure, aucune condensation ne se produisant sur la paroi froide. Par contre, le métal a commencé à se volatiliser abondamment et la vapeur attaquait énergiquement le tube de quartz. L'opération a alors été arrêtée. La nacelle contenait un métal blanc brillant, ayant une fusion brusque vers 700°. Les auteurs pensent que ce métal était du radium sensiblement pur. Il adhérait fortement au fer et ne pouvait en être détaché facilement.

Le métal radium s'altère très rapidement à l'air, il noircit immédiatement, probablement par suite de la formation d'un azoture. Quelques parcelles de métal ont été détachées, à l'aide d'un petit burin, l'une d'elles tombant sur du papier blanc a produit un noircissement analogue à une brûlure. Le métal détaché, mis au contact de l'eau, la décompose énergiquement et se dissout en grande partie, ce qui indiquerait que l'oxyde est soluble. Il reste un résidu noirâtre qui s'est presque totalement dissous par addition de très peu d'acide chlorhydrique, ce résidu devait être de l'azoture résultant de l'altération du métal à l'air. La dissolution dans l'acide dilué ayant été presque complète, le mercure ne pouvait être présent dans le métal en quantité appréciable.

La nacelle avec le métal restant a été enfermée dans un tube scellé dans le vide pour permettre la mesure du rayonnement pénétrant du métal et pouvoir s'assurer que ses propriétés radioactives sont celles qu'on peut prévoir.

1. Guntz, *C. R.*, 1904-1905.

L'équilibre radioactif n'est pas encore atteint, mais les premières mesures montrent que l'accroissement de l'activité se fait bien suivant la loi de production de l'émanation, et que la radioactivité limite du métal doit être à peu près normale.

Le radium métallique étant beaucoup plus volatil que le baryum, les auteurs se proposent de le purifier par sublimation dans le vide sur une plaque de métal refroidie.

Détermination, sur un long espace de temps, de la vitesse de production de l'hélium à partir du radium. — J. Dewar. (*Proc. Roy. Soc.*, (A) 83 (1910) 404-408). — Les expériences ont porté sur le même échantillon de chlorure de radium pur (70 milligrammes) que les expériences effectuées antérieurement par le même auteur (voir *Le Radium*, 5 (1908) 352). La mesure a porté cette fois, non sur le dégagement continu de l'hélium, mais sur la quantité totale accumulée pendant un intervalle de temps considérable (275 jours) dans une ampoule scellée en C (fig. 1) à la fin des premières expériences, sous la pression résiduelle de $0^{mm},00406$. La pointe scellée porte un trait qui permet de la casser en faisant appuyer le renflement P; pour cela on incline l'ampoule B contenant le radium grâce au joint de caoutchouc M, rendu étanche par du mercure. Le tube D est réuni d'une part à un tube contenant 20 grammes de charbon de noix de coco et d'autre part à une jauge de Mac Leod par l'intermédiaire d'un tube en U contenant 1 gramme de charbon. Après le scellement et la mise en place du joint élastique (dont l'étanchéité avait été auparavant éprouvée), on fait le vide avec une pompe à mercure jusqu'à 0,05 mm. en chauffant constamment le charbon. On place le gros tube à charbon dans l'air liquide, ce qui abaisse la pression à 0,0005 mm. et on le sépare par scellement. On place à son tour le tube en U contenant 1 gramme de charbon dans l'air liquide; ce tube reste dans l'air liquide pendant toute la durée des mesures pour absorber les gaz pouvant se dégager éventuellement, autres que l'hydrogène et l'hélium. A la fin de la période d'accumulation, on brise la pointe C, et on mesure la pression finale. En en déduisant la part due à la pression initiale subsistant dans le tube qui renferme le sel de radium (0,00406 mm.) et la pression initiale laissée dans l'ensemble (0,0005 mm.) on trouve que l'augmentation de pression produite dans un volume de 320 cc. pendant 275 jours est 0,01613 mm., ce qui correspond à une production de $0^{mm},465$ d'hélium par jour et par gramme de radium.

Fig. 1.

On a effectué ensuite des observations continues, avec des chauffages hebdomadaires du sel de radium, comme dans les expériences antérieures. Mais l'augmentation de la pression s'est montrée assez irrégulière, et, dans l'ensemble, près de trois fois plus grande que la valeur trouvée par accumulation. L'auteur attribue ce résultat à l'action de l'émanation sur le joint de caoutchouc graissé; on aurait pu éviter sans doute cette action en recouvrant intérieurement ce joint avec du mercure; l'hydrogène produit par l'action de l'émanation sur la graisse restait inabsorbé par le charbon.

Le nombre obtenu concorde à 8 pour 100 près avec le nombre obtenu dans la première série de mesure $0^{mm3},499$, si l'on évalue le volume occupé par le gaz dans cette première série à 270 cc. au lieu de 200 cc. comme l'auteur l'avait fait alors par erreur. L. Dunoyer.

Rapport entre l'uranium et le radium des minéraux. — A. S. Russell (*Nature*, 84 (1910) 258-259). — Si on représente par 1 le rapport entre l'uranium et le radium de la pechblende de Joachimsthal, Mlle Gléditsch trouve que la thorianite donne 1,18 et l'autunite 0,80 comme valeurs de ce rapport. Récemment F. Soddy et Miss Pirret ont trouvé 1 pour la thorianite et 0,44 pour leur échantillon d'autunite. L'auteur a obtenu pour la thorianite un rapport égal à 1 et pour une autunite française 0,27. Il attribue les divergences de ces résultats à ce que le radium a pu être enlevé d'une façon quelconque du minéral, ou bien que l'autunite est un minéral très jeune et que le radium présent n'y est pas encore en équilibre.

L'auteur se propose de déterminer les rapports entre l'uranium, l'ionium et l'actinium pour différents échantillons d'autunite, ainsi que pour les minéraux de formule :

$$R'(UO_2)_2(R''O_4)_2, 8H^2O \quad (R' = Ca, Ba, Cu; R'' = P, As)$$

G. Dannel.

Le dégagement de l'hélium contenu dans les minéraux sous l'action de la chaleur. — Orson-Wood (*Proc. Roy. Soc.*, A 84 (1910) 70-78). — Jusqu'à présent on n'a pu dégager l'hélium des minéraux d'une façon complète que par des procédés chimiques. L'auteur s'est proposé d'étudier le dégagement de ce gaz sous l'action de la chaleur.

L'appareil de chauffage était un four électrique constitué par un cylindre sur lequel était enroulé du fil de nickel, et qui était suffisamment protégé contre le refroidissement par un revêtement réfractaire. Le minerai étudié était placé dans un tube en verre ordinaire, en verre d'Iéna, ou en quartz, suivant la température de chauffe. Les gaz dégagés étaient d'abord purifiés en passant sur de la potasse, puis de l'anhydride phosphorique, puis du sodium et du potassium; ensuite on mesurait leur volume au moyen d'une jauge décrite par Strutt. L'auteur s'assurait auparavant de la pureté de l'hélium en examinant son spectre.

Les appareils destinés à contenir ce gaz étaient préalablement vidés d'air très soigneusement au moyen d'une pompe Tœpler.

L'auteur a étudié ainsi la monazite et la thorianite. Il a effectué sur ces deux minéraux plusieurs séries d'expériences conduites de la manière suivante : il établissait une température déterminée, d'abord peu élevée, et la maintenait assez longtemps (par ex. 520 heures); de temps en temps il enlevait le gaz dégagé et le mesurait. Il arrivait alors un moment où le dégagement de l'hélium ne se faisait qu'avec une extrême lenteur : alors il établissait une température plus élevée, et recommençait la même série de mesures. Il traçait ensuite une courbe en portant en abscisses le temps de chauffe et en ordonnées la quantité de gaz dégagé. Le tableau ci-contre reproduit les résultats obtenus.

Si l'on néglige le très faible dégagement résiduel qui a lieu lorsque la température a été maintenue pendant longtemps, on voit qu'à chaque température il correspond un taux déterminé d'hélium qui peut se dégager, le reste res-

Nos	Minerai	Température	Temps de chauffe en heures	Volume d'hélium dégagé	Maximum d'hélium qui peut passer obtenu en cm³ par gramme de minerai	Pour cent d'hélium dégagé
		C°				
III	Monazite	280	Maximum atteint en 12 heures	0,021	0,0059	0,7
	5,55 grammes	550	— — —	0,065	0,012	2,1
		450	Après 170 heures, dégagement inappréciable	0,400	0,071	12,7
		550	Après 250 heures, aucun indice de limite	1,00	—	—
		650	Après 160 heures, dégagement de 1 mm³ par heure	1,91	—	-
		720	Après 100 heures de dégagement constant, mais limite probable au bout de 50 heures	2,05	0,384	68,6
IV	Monazite	900	En 90 heures, limite atteinte	1,50	0,496	88,5
	2,62 grammes	1200	Après 4 heures, il ne reste dans le minerai que 0,008 ce gr.	—	0,55	98,3
V	Thorianite	500	Limite en 5 heures	0,0155	0,068	0,7
	0,10 gramme	500	— 80 —	0,165	0,819	8,5
	(8 cubes)	700	— 520	1,5	6,00	62,5
		1000	— 50	1,92	9,65	100,0

tant emprisonné dans le minerai. L'auteur interprète la forme des courbes représentant le volume de gaz dégagé en fonction du temps de chauffe en admettant que l'hélium est occlus dans le minerai de deux manières : *a*) une partie d'hélium est à l'état de dissolution solide ; *b*) le reste est enfermé à l'état de gaz libre dans de petites cavités. En admettant que le tiers de l'hélium est dans ces cavités, il en résulterait à l'intérieur de la thorianite par exemple une pression de 225 atmosphères à 0° C. Enfin le résultat important de ce travail est, qu'à une température suffisante (1200°), tout l'hélium peut être dégagé des minéraux où il se trouve[1]. J. Danysz.

Halos pléichroïques. — J. Joly et **A.-L. Fletcher** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 650-648). On a attribué aux halos pléichroïques des cristaux une origine radioactive. Dans un travail antérieur (*Phil. Mag.*, février 1910), Joly a étudié dans le mica d'un gneiss quelques halos qui étaient constitués par une tache circulaire très foncée entourée d'une couronne plus claire. Les mesures ont montré que les deux diamètres peuvent se calculer très exactement en admettant que le halo est dû à un grain de substance radioactive placé au centre. Le cercle intérieur serait dû à la coloration du cristal par les rayons α du radium de l'émanation et du radium A, la couronne extérieure aux rayons α du radium C plus pénétrants, mais moins nombreux. Les nombres observés et calculés, d'après les données de Bragg, sont en bon accord.

Dans le présent mémoire les auteurs rectifient certains points et généralisent les faits acquis. Ils ont mesuré des halos dans un grand nombre de cristaux.

Certains sont dus aux corps radioactifs dérivés de l'uranium, d'autres aux dérivés du thorium, quelques-uns aux deux séries mêlées. Sur la figure ci-contre sont reproduits deux halos de la biotite d'un granit.

La photographie (fig. 1) est celle d'un halo produit par les corps radioactifs de la série de l'uranium. La tache

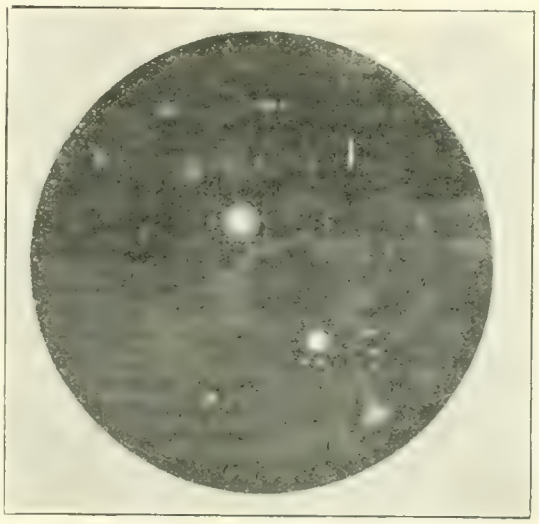


Fig. 1.

centrale est due au radium et à l'emanation, l'anneau gri-

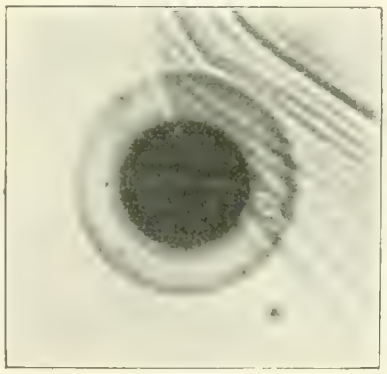


Fig. 2.

sâtre qui l'entoure, au radium A, la couronne au radium C. La photographie (fig. 2) reproduit un halo au thorium

1. Il serait intéressant, je pense, de comparer les résultats obtenus dans ce travail à ceux auxquels est arrivé M. Kolowrat (Voir le *Radium*) au sujet du dégagement par la chaleur de l'émanation du radium, des sels de radium où elle se produit. Là aussi, à chaque température, le dégagement d'émanation se produit de manière qu'il reste dans le sel solide une fraction bien déterminée de l'émanation produite, fraction qui semble pour un sel déterminé, ne dépendre que de la température.

dans la biotite. La couronne est due au thorium C seul.

Certains halos sont indistincts, surexposés d'après J. Joly. Certains, au contraire, sont en voie de formation (voir la figure du haut). Parmi ceux-ci il y en a qui sont si petits qu'ils semblent dus à l'ionium seul. Il n'en existe pas dont le rayon soit inférieur à celui qu'on peut calculer d'après le parcours des rayons α de l'ionium. Beaucoup ont un rayon correspondant aux rayons du radium et de l'uranium, d'autres à ceux du radium F ou de l'émanation.

Les noyaux, sources de rayons, sont formés par un minéral actif, peut-être par de l'uraninite, leur diamètre est très faible, souvent inférieur à 5×10^{-4} cm. Leur masse serait de 5×10^{-10} gr environ; la quantité de radium correspondante est de 10^{-16} gr, émettant environ 850 particules α par an, ou une particule en dix heures. D'après cette évaluation, les auteurs pensent que l'étude des halos pleichroïques est la méthode la plus sensible pour déceler des traces de matière radioactive. Elle permettra peut-être de découvrir des corps nouveaux d'une rareté extrême. De plus, l'absence de halos dans certains micas montre la grande stabilité, ou plutôt l'absence complète de radioactivité (rayons α) des nombreux éléments qui les constituent et qui sont présents en quantités énormes par rapport à celles qui ont été calculées tout à l'heure.

F. Bauer.

Electronique

Recherches sur les solutions solides métalliques au point de vue de la théorie des électrons. — **R. Schenck.** (*Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 261-290). —

Pour tous les métaux purs, le rapport $\frac{\lambda}{\sigma}$ des conductibilités thermique et électrique est proportionnel à la température absolue et à 18° sensiblement égal à 7.10^{-6} $\left(\frac{\text{watt. sec. ohm.}}{\text{cm.}}\right)$

Pour tous les alliages formant des solutions solides, sa valeur est plus élevée, 11×10^{-6} pour le constantan, par exemple. Voici la traduction d'une partie des conclusions de l'auteur :

1. — La valeur extraordinairement élevée de la résistance des solutions solides métalliques (cristaux mixtes), par rapport à celle de leurs constituants, n'est pas due à une diminution du nombre des électrons, mais à une augmentation du frottement des électrons dans le métal.

2. — L'augmentation du frottement s'explique si l'on fait l'hypothèse que les molécules du métal dissous, capables de diffuser lentement, communiquent par leurs chocs toute leur énergie cinétique aux électrons qui effectuent le transport de chaleur et d'électricité.

Soient N_e le nombre d'électrons présents, N_μ le nombre de molécules du métal dissous. L'énergie cinétique transportée par les électrons dans l'alliage est i fois plus grande que dans le métal pur, i étant égal à $\frac{N_e + N_\mu}{N_e}$, de sorte que les conductibilités thermique et électrique, au lieu d'être données par les formules de Drude

$$\sigma = \frac{1}{3} \alpha N_e l u \qquad \lambda = \frac{\pi}{4 \sqrt{l}} N_e l u \quad \text{sont}$$

obtenues à l'aide des formules

$$\sigma' = \frac{1}{3} \alpha N_e l u' \qquad \lambda' = \frac{\pi}{4 \sqrt{l}} N_e l u$$

$$\frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{\lambda'}{\lambda} = \left(\frac{u'}{u}\right)^2 = i.$$

J'avoue ne pas comprendre l'hypothèse 2 qui semble en contradiction directe avec le théorème de l'équipartition de l'énergie et avec toutes les représentations que nous pouvons avoir de la constitution des solides. Les conclusions de l'auteur, en particulier le calcul de N_e, paraissent donc dénués de sens.

E. Bauer.

REVUE DES LIVRES

Traité de Physique, par **O. D. Chwolson**. — T. III, second fascicule. *Thermodynamique générale. Fusion. Vaporisation* (in-8°, 744 p., 200 figures, Paris, A. Hermann, éditeur, 1910. Prix : 11 francs).

Ce nouveau fascicule du traité de M. Chwolson se recommande, comme l'ouvrage entier, par une documentation très complète et sûre, une exposition claire et vivante. Le premier chapitre (chap. 8 du tome III), le plus important du volume, est consacré aux fondements de la thermodynamique. Il ne faut pas y chercher un exposé élémentaire, réduit au maximum de simplicité et de concision, mais on y trouvera une discussion précise et serrée des différentes formes sous lesquelles on peut présenter les deux principes; on verra, au cours d'une étude historique approfondie, comment on dégage peu à peu leur contenu essentiel. La thermodynamique, loin de sembler achevée et morte, apparaît ainsi comme une science vivante et pleine d'avenir. Examinons de près, par exemple, les paragraphes que l'auteur consacre au second principe. Il étudie d'abord longuement les notions de réversibilité et d'irréversibilité, pour arriver à la définition que Duhem a donnée des phénomènes réversibles. Quelques remarques sur la réversibilité des équations de la mécanique et sur la théorie statistique de l'irréversibilité préparent le lecteur au second principe. Cependant, avant de l'aborder directement, l'auteur fait l'étude de quelques transformations réversibles, et en particulier du cycle de Carnot, parcouru par un gaz parfait, puis il énonce les principes de Le Chatelier-Braun, considéré comme loi générale de la nature. Peut-être vaudrait-il mieux, dans un exposé systématique, montrer que cette loi se déduit aisément du second principe dont elle n'est qu'une application. Après quelques remarques générales, d'ordre philosophique, sur le second principe, il examine les travaux de Carnot, de Clausius, lord Kelvin, Boltzmann, Planck, Ostwald, etc., en insistant sur l'équivalence des divers énoncés proposés. Puis, il déduit les conséquences générales du principe, pour arriver à l'entropie, aux potentiels thermodynamiques, aux conditions d'équilibre et de stabilité des systèmes matériels. Les travaux de Gibbs, en particulier, sont étudiés en détails. Pour compléter ce chapitre, l'auteur consacre un paragraphe à l'interprétation mécanique du second principe. Peut-être insiste-t-il un peu trop sur les travaux de Clausius et Helmholtz (systèmes monocycliques), qui n'ont plus guère qu'une valeur historique, et passe-t-il un peu rapidement sur la théorie statistique de Boltzmann et Gibbs. Dans le reste du volume, le lecteur trouvera les applications classiques des deux principes aux gaz, à la vaporisation, à la dissociation, etc.

E. Bauer.

Le Gérant : Pierre Auger.

67 488. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

ANALYSES

Radioactivité

La radio-balance; balance thermo-électrique pour la mesure absolue de la radiation; application au radium et à l'émanation du radium. — Callendar (H. L.) (*Phys. Soc.*, 8 juillet 1910; *Chem. News*, **102** (1910), 82-85). — Dans cet appareil, la chaleur apportée par la radiation est détruite par l'effet Peltier à la surface de jonction de deux métaux traversée par un courant électrique mesuré.

La radiation passe au travers d'une ouverture de 2 mm. de diamètre et tombe sur un petit disque de cuivre de 3 mm. de diamètre et de 0,8 mm. d'épaisseur, comportant deux jonctions thermo-électriques; l'un de ces couples est relié à un galvanomètre sensible et indique les changements de température; l'autre couple fait partie d'un circuit comportant une batterie et un rhéostat en série avec un milliampèremètre ou un potentiomètre destiné à mesurer le courant nécessaire pour ramener au zéro la déviation du galvanomètre. Si l'on désigne par A la surface de l'ouverture en cm², Q l'intensité de la radiation en watts par cm², a le coefficient d'absorption de la surface du disque, P le coefficient de l'effet Peltier, C le courant compensateur en ampères et R la résistance ohmique du couple, la valeur absolue de la radiation est donnée par l'équation suivante :

$$aAQ = PC - C^2R$$

P est le produit de la température absolue par le pouvoir thermo-électrique; on obtient R aisément en déterminant, en l'absence de radiation, le courant pour lequel l'effet Joule compense exactement l'effet Peltier : on a alors

$$C_0 = \frac{P}{R}.$$

Afin d'éliminer l'effet des variations rapides de température extérieure, l'appareil comporte en pratique deux disques semblables qui s'équilibrent. Cet appareil convient bien aux mesures de la radiation solaire : on détermine a par une comparaison à une source étalon.

Dans la radio-balance à coupe, on reçoit la radiation dans une coupe en cuivre de 3 mm. de diamètre, de 10 mm. de profondeur, de sorte que le coefficient d'absorption est pratiquement égal à l'unité. On obtient une plus grande sensibilité en employant une pile de plusieurs couples isolée de la coupe; on dispose deux coupes semblables devant s'équilibrer au point de vue des variations de température extérieure. On élimine le terme en C^2R en faisant passer le même courant à travers les couples opposés reliés au fond des coupes. Pour l'observation on renverse le sens du courant et l'on intervertit la coupe qui reçoit la radiation afin d'éliminer les différences de sensibilité des deux piles.

Cette radio-balance à coupe est sensible à moins de 1 dixième de microwatt et convient très bien à la mesure de la chaleur dégagée par de petites quantités de substances radioactives. Des mesures ont été faites dans cette voie, et il semble d'après les premiers résultats que la chaleur trouvée pour le radium a une valeur plus élevée que celle donnée par d'autres expérimentateurs. L'appareil employé pour cette mesure donnait la chaleur dégagée par 1 milligr. de radium à 1 pour 1000. G. Damm.

Essais de préparation du radium métallique. — E. Ebler (*Ber. d. deut. chem. Ges.*, **43** (1910), 2615-2618). — L'auteur a cherché à isoler le radium métal dans un double but : 1° vérifier que le corps est un élément et non un radical comparable à l'ammonium; 2° voir si son activité est bien une propriété atomique proportionnelle à la masse de l'élément présent. Les résultats obtenus permettent de répondre positivement à cette double question. La réponse serait plus décisive encore si l'auteur avait pu disposer d'une quantité de matière plus notable.

M. Ebler est parti d'une préparation de bromure de baryum radifère pesant 0.02 gr. et dont la teneur en $RaBr_2$, déterminée par la mesure du rayonnement γ, était égale à 2,5 0 0.

Il s'est proposé de transformer le bromure de radium en azoture $Ra(N_3)_2$ et de soumettre cet azoture à la décomposition par la chaleur. On sait que, dans ces conditions, les azotures alcalino-terreux se décomposent simplement en métal libre et azote. Avant de procéder à cette opération, M. Ebler s'est assuré que l'azoture de baryum n'est pas décomposé sensiblement par le rayonnement du radium, ce qui rendrait suspect, *a priori*, la recherche de l'azoture de ce dernier métal.

La substance radifère est d'abord recristallisée plusieurs fois, ce qui donne finalement 1 mmgr. de substance contenant 9 0 0 de $RaBr_2$, puis transformée en carbonate à l'aide du carbonate d'ammonium. Ce carbonate est traité par la quantité voulue d'acide azothydrique, et l'azoture séché dans le vide jusqu'à poids constant. Son activité pendant le cours d'une semaine est restée constante très sensiblement (courant recueilli 2.10^{-10} ampère).

L'azoture est alors chauffé progressivement à 180-250° dans un tube capillaire où l'on fait le vide. Il se forme un anneau métallique miroitant dans une partie du tube qu'on coupe à la lampe. L'activité de ce tube est constante pendant plusieurs jours et égale aux 75 0 0 de celle de l'azoture (courant $1,4.10^{-10}$). On a donc séparé sensiblement les 3/4 du radium à l'état métallique.

Le bout de tube qui contient le radium métal est alors pulvérisé et traité par l'acide chlorhydrique. Le chlorure obtenu a exactement la même activité que le métal. On a donc la preuve que la radioactivité du radium est bien une propriété atomique et que ce corps est au point de vue chimique exactement comparable au baryum.

Léon Bloch.

L'action photographique des particules α émises par les substances radioactives. — S. Kinoshita (*Proc. Roy. Soc.*, A 83 (1910), 432-455).

Ce travail, exécuté au laboratoire de M. Rutherford, conclut à la possibilité de faire usage de la méthode photographique pour compter les particules α, à condition d'employer des émulsions suffisamment épaisses à grains très fins. Il semble en effet que chaque particule α, atteignant un grain de bromure d'argent, à quelque point que ce soit de son parcours, le rende apte à se manifester au développement par une petite tache noire, visible avec un

microscope de fort grossissement. On s'explique ce résultat en remarquant que l'ionisation d'un grain de bromure doit subsister par suite de la lenteur de la recombinaison dans la couche de gélatine ; la propriété spécifique du développement consiste alors à donner le même aspect à un grain ayant subi une forte ionisation et à celui qui en a subi une faible.

Les points principaux examinés expérimentalement par l'auteur sont la manière dont varie l'action photographique, évaluée globalement par la *densité* mesurée au spectrophotomètre de Konig (lumière verte), le long du parcours des particules α et suivant le nombre total de ces particules reçues par la plaque. Pour étudier le premier phénomène on interpose un nombre croissant de feuilles d'aluminium pesant 75.10^{-5} gramme par centimètre carré entre la plaque et la source de rayons α. Cette source est une couche très mince de radium C déposée sur une tige cylindrique ; cette tige est placée suivant l'axe creux d'un bloc métallique percé radialement de trous aux extrémités desquels on mettait les feuilles d'aluminium et les plaques photographiques (convenablement choisies et développées) ; le tout était placé dans le vide et un champ magnétique supprimait les rayons β. La figure 1 reproduit les courbes obtenues en portant en abscisses le nombre de feuilles

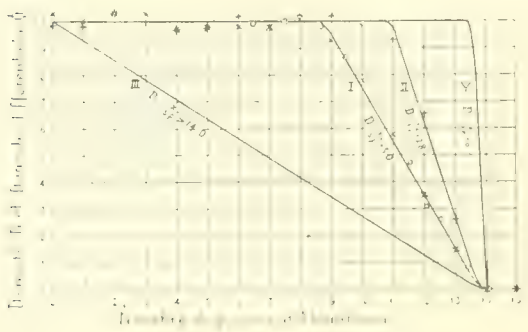


Fig. 1.

d'aluminium interposées et en ordonnées la densité photographique. La courbe I se rapporte à une émulsion dont le pouvoir d'arrêt valait 5 feuilles d'aluminium et la courbe II à une autre émulsion valant 2,8 feuilles d'aluminium. Pour déterminer ces pouvoirs d'arrêt on préparait par tâtonnement des pellicules libres arrêtant juste toute action photographique ; cette pellicule pesait 107.10^{-4} gramme par centimètre carré tandis, que la couche des plaques employées pour la courbe I pesait $58,2.10^{-4}$ gramme ; la suppression totale de l'action photographique étant produite par 14 feuilles d'aluminium, la valeur de la couche employée était donc de $\frac{58,2.14}{107} = 5$ feuilles. Il est facile de déduire de là la forme de la courbe qui représente, en fonction du nombre de feuilles d'aluminium interposées, la densité photographique d'une couche infiniment mince. La densité photographique d'une couche située à une distance x de la surface d'entrée dans l'émulsion est une fonction du nombre N de particules α reçues et de leur vitesse, ou, ce qui revient au même, de la distance x ; sur l'épaisseur δx la densité varie donc de δD et l'on a

$$\delta D = f(N, x)\,\delta x$$

$$D(N, x_0) = \int_0^{x_0} f(N, x)\,dx$$

Mais l'expérience montre que la forme des courbes de la fig. 1 ne change pas quand on fait varier N ; on peut donc écrire

$$D(N, x_0) = \Phi(N) \int_0^{x_0} \psi(x)\,dx.$$

S'il y a une épaisseur d'aluminium interposée, valant une couche de gélatine égale à y, on a

$$D(N, y, x_0) = \Phi(N) \int_y^{x_0} \psi(x - y)\,dx$$

Or, la courbe I montre que D est indépendant de y jusqu'à 8,5 feuilles d'aluminium, et comme on a

$$\frac{dD(N, y, x_0)}{dy} = \Phi(N)\left[\psi(x_0 + y) - \psi(y)\right]$$

il en résulte que ψ est constant jusqu'à une épaisseur totale $x_0 + y$ correspondant à $5 + 8,5 = 13,5$ feuilles d'aluminium. Comme la densité photographique est nulle pour 14 feuilles, on voit que ψ, proportionnel à ce que l'auteur appelle la densité photographique différentielle, proportionnel aussi à la densité qu'on observerait avec une couche infiniment mince, diminue très brusquement d'une valeur constante à 0 ; c'est ce que représente la courbe ψ de la

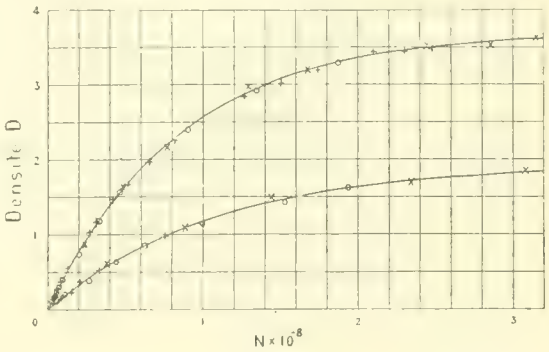


Fig. 2.

fig. 1. — La courbe III de la même figure représente la densité photographique qu'on observerait avec une couche assez épaisse pour arrêter tous les rayons α. Cette courbe n'a pu être tracée expérimentalement à cause de l'impossibilité de développer d'une manière uniforme une couche épaisse.

L'étude de la fonction $\Phi(N)$, c'est-à-dire de la densité photographique obtenue sans interposition de feuilles d'aluminium en fonction de la durée de pose, a fourni des résultats intéressants. Soit s_0 le nombre total de grains de bromure d'argent par centimètre carré, et s le nombre de grains modifiés par l'arrivée de N particules. S'il en arrive encore δN autres, le nombre δs des grains qu'elles modifient peut être considéré comme proportionnel à δN et au nombre des grains non encore modifiés, $s_0 - s$

$$\delta s = \alpha(s_0 - s)\,\delta N. \qquad (1)$$

Si l'on observe une couche de densité photographique très faible, on pourra négliger s devant s_0 et l'on aura

$$\delta s = \alpha s_0\,\delta N$$

Cette formule est susceptible d'une vérification expérimentale, car δN est connu d'après les dimensions géométriques du faisceau de rayons α et l'activité de la source employée ; δs peut être compté directement au microscope.

D'autre part on tire immédiatement de l'équation (1).

$$\frac{s}{s_0} = 1 - e^{-cN} = \frac{D}{D_{max}}$$

La courbe expérimentale qui relie D à N permet donc de connaître c. D'autre part s_0 ne peut être compté directement à cause du trop grand nombre des grains, mais on a $s_0 = s\frac{D_{max}}{D}$. On trouve ainsi que cs_0 est toujours voisin de l'unité, c'est-à-dire que le nombre de grains comptés δs est toujours très peu différent du nombre δN de particules reçues. Les écarts relatifs moyens sont de l'ordre de 3 pour 100. On peut espérer avoir une concordance meilleure et par suite un procédé commode pour compter les particules α en préparant des émulsions assez épaisses pour arrêter toutes les particules α et de grain assez fin pour que très peu de grains de bromure soient atteints par plus d'une particule α. L. Dunoyer.

Sur la transmission des rayons β. — **J.-A. Crowther** (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1910) 442-458). L'auteur se propose tout d'abord de chercher la nature du phénomène d'absorption des rayons β. Cette absorption se mesure généralement en mesurant la diminution que subit l'ionisation produite par les rayons lorsqu'on interpose sur leur trajet un obstacle.

Cette absorption peut être due à deux causes :

1° Une diminution de la vitesse des particules analogue à celle qui se produit dans l'absorption des rayons α;

2° Une diminution du nombre des particules due à leur arrêt ou à leur déviation.

Les mesures ont été faites sur un faisceau de rayons homogènes obtenus par une méthode utilisant la déviation magnétique et dont la vitesse était mesurée avant et après avoir traversé un milieu absorbant. La diminution de vitesse observée est très petite et ne peut suffire à expliquer totalement l'absorption. Ceci établi, l'auteur effectua une série d'expériences pour rechercher suivant quelle loi se produit l'absorption. Les résultats obtenus par lui sont les suivants :

Lorsqu'une substance quelconque émet des rayons β soit par suite de ses propriétés radioactives, soit sous l'action d'une radiation extérieure, l'absorption des rayons émis se fait suivant une loi exponentielle. D'autre part, l'absorption d'un faisceau homogène de rayons β par une substance comme l'aluminium, n'émettant pas une grande quantité de véritables rayons secondaires, suit une loi encore indéterminée mais qui n'est certainement pas exponentielle. J. Saphores.

Sur l'émission des rayons β et leur absorption par la matière. — **O. Hahn** (*Ver. d. deut. phys. Ges.*, **12** (1910) 468-474). Les expériences d'Otto Hahn et Lise Meitner sur les rayons β des substances radioactives les ont conduits à admettre les hypothèses suivantes : une émission de rayons β étant considérée comme homogène, lorsqu'ils sont absorbés par la matière suivant une loi exponentielle simple, on admet qu'un élément radioactif déterminé ne peut émettre qu'une seule espèce de rayons β homogènes; le radium E_2 donne un exemple d'une telle émission.

Or, récemment, W. Wilson a été amené à des conclusions différentes : d'après lui un faisceau de rayons β homogènes est absorbé suivant une loi linéaire, de sorte que, dans le cas d'une absorption suivant une loi exponentielle, Wilson concluait à l'hétérogénéité des rayons β étudiés.

Cette dernière manière de voir semblait confirmée par d'anciennes expériences de Kaufmann et Bucherer, dans lesquelles ces auteurs avaient obtenu un spectre magnétique continu pour les rayons β du radium en équilibre avec ses descendants.

D'après les idées de Hahn, au contraire, le spectre magnétique des rayons β d'une substance radioactive devrait se composer d'autant de lignes distinctes qu'il y a d'éléments radioactifs dans cette substance. C'est ce qu'il a voulu vérifier dans ce travail.

Il a examiné d'abord à ce point de vue le dépôt radioactif du thorium : il a trouvé deux raies dues au thorium A et au thorium D, et en outre trois autres raies bien plus faibles dont il ignore l'origine.

Le radium E_2 a donné une seule raie comme on pouvait s'y attendre d'après la courbe d'absorption de ses rayons β, qui est une exponentielle simple.

Le mésothorium 2 a présenté 6 raies distinctes, ce qui fait supposer qu'il consiste en réalité en 6 éléments différents.

Enfin le radiothorium a donné les raies du thorium X, du thorium A et du thorium D.

Cette méthode photographique permet d'étudier des rayons β trop mous pour être décelés par les méthodes électrométriques; on peut ainsi déterminer avec beaucoup de précision leur vitesse, et l'auteur se propose de reprendre la mesure de la variation de la masse d'un électron en fonction de sa vitesse. Il pense aussi examiner de cette façon si les éléments radioactifs sans rayonnement actuellement connu n'ont pas, en réalité, un rayonnement β très mou. J. Danysz.

Le radium D et ses produits de transformation. **G. N. Antonoff** *Phil. Mag.*, **19** (1910) 825). — L'auteur étudie les propriétés du dépôt actif à évolution lente (RaD, RaE, RaF), qui reste sur une surface activée dans de l'émanation, après que les produits initiaux (RaA, RaB, RaC) se sont détruits spontanément. Il s'agissait de voir tout d'abord *si le produit RaE était simple* ou bien s'il consistait (ainsi que l'avaient admis Meyer et v. Schweidler) en deux produits successifs : RaE_1, sans rayonnement et avec une période de 6,2 jours, et RaE_2, à rayonnement β et à période = 4,8 jours.

a) Lorsqu'on produit un dépôt actif sur une lame en l'exposant à l'émanation, la substance qui reste après plusieurs heures ne consiste qu'en RaD presque pur : l'auteur a constaté que l'accroissement d'activité β de cette substance se faisait d'après une loi exponentielle simple avec une période de 5 jours; la courbe serait toute différente au début, dans l'hypothèse de deux substances consécutives, avec les périodes de 6,2 et 4,8 jours.

b) Dans un mélange de RaD, RaE, RaF on peut séparer chimiquement les deux dernières substances; l'activité β n'est due, qu'au RaE, et l'auteur a constaté que dans la partie séparée cette activité baissait toujours suivant une loi exponentielle simple (T = 5,0 jours) et que la partie restante (RaD) recouvrait son activité suivant une loi complémentaire; ceci confirme que le RaE est une substance simple. Le coefficient d'absorption μ des rayons β du RaE a été trouvé égal à 45 cm^{-1} dans l'aluminium, en accord avec les données de Meyer et Schweidler (p. 44) et de H. W. Schmidt (p. 40).

La *période du RaD* est trop longue pour être mesurée directement; elle a été déterminée en cherchant (par la numération des particules α émises) la quantité de RaF qui se forme, après un temps convenable, à partir d'une quantité connue d'émanation. A cet effet, on enferme l'émanation dans un tube de verre ayant la forme d'un cône très allongé, fermé à la base par une lame de mica; on mesure

la quantité d'émanation par le rayonnement γ, puis on abandonne le tube pendant plusieurs mois; au bout de ce temps toute l'émanation est détruite, et il ne reste sur la surface intérieure du tube qu'un mélange de RaD, RaE et RaF. Le tube est alors ouvert et placé dans un récipient vidé d'air, l'embouchure du cône étant dirigée contre un écran de sulfure de zinc. Les particules α ne sont projetées que par le RaF; on peut déterminer le nombre de particules émises par seconde par toute la surface du tube, et par conséquent, le nombre d'atomes de RaF présents.

On connaît de cette façon le nombre d'atomes de RaF produits après un temps t par un nombre d'atomes donné d'émanation; comme les constantes de toutes les transformations intermédiaires, sauf une, sont connues, on détermine la constante inconnue, en calculant d'abord une valeur approchée et en l'introduisant ensuite dans l'équation complète qui résulte de la théorie générale des transformations radioactives. Le résultat final est : $T = 16,5 \pm 0,5$ ans. La série des produits du radium à longue période se présente donc de la façon suivante :

Substance	λ	T	Rayonnement
Radium D radioplomb	$1,5 \cdot 10^{-9}$ sec^{-1}	16,5 ans	Sans rayons.
Radium E	$1,6 \cdot 10^{-6}$ sec^{-1}	5 jours	β
Radium F polonium	$5,75 \cdot 10^{-8}$ sec^{-1}	140 jours	α

Séparation chimique des produits à longue période. Plusieurs prises d'une solution de radium âgée, débarrassée de son émanation par ébullition, ont été additionnées de quantités variables d'un sel de baryum et précipitées ensuite par H_2SO_4. On constate qu'une certaine quantité minimum de Ba est nécessaire pour que tout le Ra soit entraîné ; lorsque cette quantité est atteinte, la solution garde toujours une fraction de l'activité totale, mais cette fraction ne diminue plus en augmentant la quantité de Ba, et l'activité de la partie restée en solution baisse avec une période de 134 jours; on a donc là du polonium qui, comme on voit, n'est pas précipité par H_2SO_4. On vérifie ceci en comparant deux portions d'une solution acide du dépôt actif : on a précipité du $BaSO_4$ dans l'une des portions, et la solution filtrée et évaporée était sensiblement aussi active en rayons α que l'autre portion, qui n'avait pas subi de précipitation. Le polonium peut donc être entièrement séparé du radium par cette méthode ; il en est de même pour le RaE qui reste en solution, tandis que le RaD est précipité en totalité avec le $BaSO_4$.

L. Kolowrat.

Rayonnement β de l'uraninite. **S. J. Lloyd** (*Journ. of Phys. Chem.*, **24** (1910), 509-527). — Ce travail a été entrepris dans le but de voir quelle part revenait dans le rayonnement β total de l'uraninite à chaque constituant de ce minéral. Dans toutes les mesures un étalon de radioactivité formé d'une pellicule d'oxyde d'uranium a été employé.

Uranium X. — L'uranium X a été préparé de la façon suivante : 5 ou 10 gr. de nitrate d'urane sont dissous dans l'acétone, on agite avec 1 gr. de suie obtenue par combustion du naphtalène, on filtre et on répète le traitement, on traite par HCl, on ajoute un peu de fer en fil, et du carbonate d'ammonium jusqu'à dissolution complète de l'uranium. Le précipité est lavé, dissous dans HCl, la solution secouée avec de l'éther saturé d'HCl gazeux, et l'uranium X reste dans la couche aqueuse acide. Il suffit d'évaporer. L'auteur n'a pu mettre ainsi en évidence le radiouranium découvert par Danne [1].

L'uranium X est précipité quantitativement d'une solution chlorhydrique par addition d'un peu de chlorure ferrique et d'ammoniaque; si à la solution précédente on ajoute du chlorure ferrique et du chlorure d'aluminium, les deux métaux précipitent par l'hydroxyde de potassium, et en présence d'un excès de celui-là l'uranium X reste non dissous avec le fer, pas une trace ne suivant l'aluminium.

L'uranium X est moins soluble dans le carbonate d'ammoniaque que l'hydroxyde ferrique précipité.

Le sulfate de plomb entraîne l'uranium X moins que le sulfate de baryum; précipité par ce dernier corps d'une solution de nitrate d'uranium, l'uranium X ne se redissout pas quand on ajoute du carbonate de sodium à l'ébullition.

Radium B et C. — Une solution de radium a été évaporée sur des plaques de platine, au bout de quarante jours que l'activité avait atteint son maximum, l'activité fut mesurée.

Radium E_2. — Dix grammes d'uraninite ont été traités par l'acide nitrique dilué; après évaporation de la solution on ajoute du nitrate de plomb et de l'eau acidifiée par de l'acide nitrique, puis un peu d'acide sulfurique pour précipiter les sulfates de baryum et de plomb. Les sulfates mélangés sont traités par l'acétate d'ammonium, pour enlever le plomb et le polonium et la solution précipitée par H^2S. Le filtrat résultant de la précipitation des sulfates est également traité par H^2S, et le précipité contenant le plomb, le bismuth, est ajouté au premier.

Les précipités combinés sont transformés en nitrates, et ceux-ci précipités par l'hydroxyde de sodium et la solution filtrée. Le plomb est alors transformé en carbonate, puis en nitrate et on évapore à siccité. La mesure est faite quand le Radium E, a atteint son maximum.

Ed. Sayles.

La constante de l'Uranium X. — **Fr. Soddy** et **A. Russel.** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 847). — La période de l'UrX a été déterminée en suivant, au moyen d'électroscopes et pendant des périodes allant de 58 à 287 jours, la décroissance des rayonnements β et γ de dix échantillons préparés de façons différentes et provenant du traitement de 45 kg de nitrate d'urane. La moyenne des mesures, aussi bien par les rayons β que par les rayons γ, conduit aux nombres :

$$\lambda = 0,0282 \text{ (jour)}^{-1} = 3,26 \cdot 10^{-7} \text{ (sec)}^{-1}; T = 24,6 \text{ jours.}$$

Les deux rayonnements tendent vers zéro avec le temps, il n'y a pas d'activité résiduelle. L'activité β a quelquefois baissé un peu plus rapidement pendant les premiers jours après la préparation, ce qui peut d'ailleurs s'expliquer par des modifications de l'état physique. Les cristaux de nitrate ont recouvré leur activité d'une façon normale, et on n'a jamais eu, par cette méthode, aucun indice de l'existence d'un corps intermédiaire entre l'uranium et l'UrX (radiouranium de M. Danne).

L. Kolowrat.

Sur la relation entre l'uranium et le radium. **F. Soddy** (*Phil. Mag.*, **20** (1910), 540). — Dans une note précédente, l'auteur avait montré que, dans des solutions d'uranium en observation depuis plusieurs années, la production de radium se faisait proportionnellement au carré du temps; on en déduisait qu'il n'existait qu'un seul corps à longue vie entre l'uranium et le radium, et que la période de ce corps (ionium) était de l'ordre de 20 000 ans. Il s'est trouvé maintenant que la sensibilité de l'électroscope employé n'était pas restée constante pendant la durée des mesures, de sorte que les résultats quantitatifs de celles-ci

[1] Ce résultat s'explique par la faible quantité de matière sur laquelle opérait l'auteur. Voir *Le Radium*, **6** (1909) 12.

perdent leur valeur; néanmoins il reste établi que la quantité de radium augmente avec le temps dans une solution uranifère. Quant à la période de l'ionium, les expériences ne peuvent que lui assigner une limite inférieure qui est de 35 500 à 37 500 ans; mais le nombre vrai pourrait bien être même un multiple de cette valeur.

L. Kolowrat.

Les rayons de l'uranium X et son produit de désintégration. — **F. Soddy** (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 742). — Si l'ionium est un produit direct de l'UrX, on doit, dans une préparation d'UrX, observer un accroissement graduel du rayonnement α émis par l'ionium; or on n'a observé en réalité qu'une activité α constante : quatre mille fois plus faible que l'activité β au début, elle était due à l'ionium ou à un autre corps resté avec l'UrX lors de la séparation de celui-ci. Ainsi l'UrX perd son activité complètement, sans qu'il y ait formation de produit possédant une activité mesurable. Ceci ne s'accordait pas avec une production directe d'ionium, tant qu'on attribuait à celui-ci une période de 20 000 ans; mais puisqu'il se trouve que la période vraie est notablement plus grande, on calcule que l'accroissement d'activité α auquel on doit s'attendre est beaucoup trop faible pour être observé après un an ou deux; le résultat expérimental se trouve ainsi expliqué. Il faudra employer des quantités d'UrX plus grandes ou des méthodes plus raffinées, pour déceler la production supposée de l'ionium.

L. Kolowrat.

Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux. — **F. Soddy** et **Ruth Pirret** (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 545). — Pour ce rapport, Mlle Gleditsch a trouvé récemment (voir tome 7, page 18) des valeurs un peu différentes suivant qu'il s'agissait de thorianite, de pechblende ou d'autunite, c'est-à-dire de minéraux de formation plus ou moins récente. L'auteur a également comparé des échantillons de ces trois minéraux; voici les valeurs obtenues pour le rapport entre l'activité observée (unités arbitraires) et le poids de l'uranium :

pechblende	65,5
thorianite	67,4
autunite portugaise	29,1

L'autunite étudiée est donc beaucoup moins active, à poids d'uranium égal, que les deux autres minéraux, et même que l'autunite française examinée par Mlle Gléditsch. Il faut conclure que les autunites sont des minéraux de formation tellement récente que la série uranium-radium ne s'y trouve pas encore en équilibre radioactif. Pour qu'il en soit ainsi, il faut qu'il y ait dans cette série des corps à très longue vie; ainsi le résultat obtenu confirme la valeur élevée trouvée par l'auteur pour la période de l'ionium.

L. Kolowrat.

Sur la question de l'influence de la température sur les transformations radioactives. — **H. W. Schmidt** et **P. Cermak** (II) (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 795). — Les auteurs ont refait des expériences analogues à celles qu'ils ont publiées en 1908 et qui les avaient conduits à cette conclusion : il n'y a pas d'influence de la température sur les transformations radioactives; les changements apparents sont dus à des changements de répartition de la substance étudiée ou à des pertes d'émanation par diffusion à travers le quartz. Le dispositif employé consiste toujours dans une ampoule de quartz renfermant le radium et placée au centre d'un four électrique : des électroscopes à rayons β et à rayons γ placés à côté ou au-dessous de l'ampoule permettent de suivre l'activité de la substance avant, pendant et après le chauffage. L'électroscope à rayons γ ne montre jamais de variation sensible quand on passe de la température ordinaire à celle de 1250 degrés. Les électroscopes à rayons β présentent au contraire des variations irrégulières que les auteurs sont arrivés à attribuer avec certitude à des transports de matière d'une région à l'autre de l'ampoule. Quelques expériences faites sur l'uranium X ont montré que la température est également sans influence sur la radioactivité de cette substance.

Léon Bloch.

Solution d'un système d'équations différentielles qui se rencontre dans la théorie des transformations radioactives. — **H. Bateman** (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1910) 423-427). — Rutherford a montré que les quantités de la substance initiale et de ses différents produits de transformation, qui se trouvent à un temps t dans une quantité donnée de substance radioactive, satisfont au système d'équations :

$$\left\{\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= -\lambda_1 P \\ \frac{dQ}{dt} &= \lambda_1 P - \lambda_2 Q \\ \frac{dR}{dt} &= \lambda_2 Q - \lambda_3 R \\ \frac{dS}{dt} &= \lambda_3 R - \lambda_4 T \\ &\ldots\ldots \end{aligned}\right.$$

dans lequel P, Q, R, S, T,... représentent le nombre d'atomes de la substance primaire et de ses produits successifs de transformation au temps t.

Rutherford a résolu ce problème dans les différents cas où l'on a seulement la substance initiale et deux produits de transformation.

L'auteur le résout dans le cas d'un nombre quelconque de produits de transformation par une méthode assez simple. La solution complète dans le cas d'une substance initiale P et de 3 produits Q, R, S, est :

$$P = P_0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} P_0 e^{-\lambda_1 t} + \left(\frac{\lambda_1 P_0}{\lambda_1 - \lambda_2} + Q_0\right) e^{-\lambda_2 t}$$

$$R = \frac{\lambda_1 \lambda_2 P_0}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} - \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 P_0}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{\lambda_2 Q_0}{\lambda_3 - \lambda_2}\right] e^{-\lambda_2 t} + \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 P_0}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_2 Q_0}{\lambda_2 - \lambda_3} + R_0\right] e^{-\lambda_3 t}$$

$$S = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 P_0}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} - \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 P_0}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_4 - \lambda_2)} + \frac{\lambda_2 \lambda_3 Q_0}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_4 - \lambda_2)}\right] e^{-\lambda_2 t} + \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 P_0}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_4 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_2 \lambda_3 Q_0}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_4 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_3 R_0}{\lambda_4 - \lambda_3}\right] e^{-\lambda_3 t} + \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 P_0}{(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_4)} + \frac{\lambda_2 \lambda_3 Q_0}{(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_4)} + \frac{\lambda_3 R_0}{\lambda_3 - \lambda_4} + S_0\right] e^{-\lambda_4 t} \ldots$$

$P_0 Q_0 R_0 S_0$ sont les valeurs initiales de P Q R S

J. Saphores.

Electronique

Discussion des expériences sur la masse des électrons en mouvement. — W. Heil. (*Ann. der Phys.*, **31** (1910) 519-524). — Discussion des expériences de Kaufmann, Bucherer, et Hupka. Hupka a exagéré la force probante de ses expériences. Il suffit d'admettre qu'il a fait une erreur systématique de $\frac{1}{4}$ 0/0 sur la mesure des potentiels, pour que ses nombres concordent avec la théorie de l'électron invariable d'Abraham et non pas avec la théorie de Lorentz.

De plus les résultats de ses expériences permettent de calculer avec quelque précision les *valeurs absolues* des déviations magnétiques, dont il n'a pas tenu compte dans ses conclusions (voir l'analyse de son mémoire dans *Le Radium*, 1910). Si l'on fait ce calcul on trouve que les déviations observées diffèrent de 10 à 10,5 0/0 des valeurs que donnerait la théorie de Lorentz et de 10 à 11 0/0 de celles de la théorie d'Abraham. Les expériences de Kaufmann semblent plutôt en faveur de la théorie d'Abraham.

E. Bauer.

Sur le calcul du nombre des électrons à l'aide de la dispersion. — Clemens Schaefer (*Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 885-888). — Dans les théories classiques de la dispersion (Drude, etc.) on attribue chaque période propre, c'est-à-dire chaque raie, à une certaine espèce d'électrons. Les formules permettent de calculer à partir des courbes expérimentales le nombre d'électrons de l'espèce déterminée par unité de volume. Dans le cas des gaz les raies d'une même série sont dues à un même centre d'émission possédant un grand nombre de degrés de liberté. Il faut donc modifier en ce sens la théorie de la dispersion (*Ann. d. Phys.* **28** (1909) 421 et 429; (1909) 715). Les formules nouvelles ne permettent plus de calculer le nombre des électrons, mais donneront peut-être des renseignements sur la structure des atomes.

E. Bauer.

Action du rayonnement électromagnétique sur les électrons libres et liés à l'intérieur des corps solides. — J. Koenigsberger et K. Kichling (*Ann. d. Phys.*, **28** (1909) 889-924 et **32** (1910) 845-867).
Les expériences ont consisté à mesurer pour les différentes longueurs d'onde du spectre visible et pour diverses températures les coefficients d'absorption et les indices de réfraction d'un certain nombre de solides colorés (matières colorantes organiques, composés métalloïdiques, minéraux, etc.). Les courbes expérimentales ont ensuite été comparées aux courbes théoriques (Lorentz, Planck, Drude, etc.).

Voici les conclusions générales du travail :

1° Il faut distinguer deux sortes d'absorption sélective. La première est caractérisée par son influence sur le pouvoir réflecteur et la largeur de la bande. Elle est due aux électrons ou aux ions vibrants dans la molécule chimique. La deuxième n'a aucune influence sur le pouvoir réflecteur ($nk < 0,1$); en général la bande d'absorption est étroite; elle est due à des centres qui sont relativement rares dans la substance et qui n'ont aucun rapport avec la molécule chimique. Les auteurs se sont bornés à étudier l'absorption du premier type;

2° L'amortissement des vibrations dans les solides est environ 10 000 fois plus grand que celui que donnerait le rayonnement seul. Une telle grandeur de l'amortissement pourrait s'expliquer par les chocs moléculaires. Cependant la forme des courbes d'absorption dans les vapeurs de matières colorantes organiques sous très faible pression montre que l'amortissement y est à peu près le même que dans les mêmes substances à l'état solide, sous une densité 10 000 fois plus grande. Le décrément des oscillations dans l'absorption du premier type semble donc dû à des frottements intermoléculaires (Les auteurs n'ont pas publié le détail des données expérimentales et des calculs);

3° Les courbes d'absorption permettent de calculer, plus facilement que celles de dispersion, la valeur $p\left(\frac{e}{m}\right)$ de Drude, p étant le nombre d'électrons vibrants par molécules;

4° Dans le cas des matières colorantes organiques on a affaire à un seul électron pour lequel $p\,\frac{e}{m} = 1,5.10^7$ environ;

5° Dans un grand nombre de substances la courbe d'absorption se déplace vers le rouge quand la température s'élève. Elle s'élargit et s'aplatit en même temps. La force quasi élastique qui agit sur l'électron diminue avec la température. La constante d'amortissement augmente comme $\sqrt{T}$ (J. Becquerel).

Le nombre des électrons vibrants diminue un peu;

6° Pour les métalloïdes on a un électron vibrant dans les éléments de la famille du brome, deux pour la famille du sélénium, trois pour la famille du phosphore;

7° Le maximum d'absorption ne coïncide pas avec la période propre d'une vibration amortie;

8° La valeur de $p\,\frac{e}{m}$ est sensiblement égale à $1,78.10^7$ au zéro absolu, diminue avec la température pour tendre vers $\frac{1}{2}.1,78.10^7$.

E. Bauer.

Théorie électronique de la thermo-électricité. — K. Baedeker (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 809).
L'auteur admet que le fonctionnement d'une pile thermo-électrique est un phénomène réversible. En considérant un circuit composé de deux métaux A et B avec des soudures aux températures T et T + dT, il arrive aisément à retrouver la formule de H. A. Lorentz

$$e = \frac{2\alpha}{3e} \cdot \mathrm{Log}\,\frac{\pi_A}{\pi_B}$$

π_A et π_B désignant la « pression » des électrons dans chacun des deux métaux à la température T. Les recherches de Rudolfi sur le pouvoir thermoélectrique des alliages semblent indiquer que ceux-ci se comportent comme des solutions solides, de petites quantités de substance dissoute contribuant (proportionnellement à leur masse), à la pression osmotique totale.

Léon Bloch.

Sur l'application de la thermodynamique à la théorie électronique de la conductibilité. — F. Krüger (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 800). L'auteur discute la question de savoir si les phénomènes thermo-électriques peuvent être traités comme des phénomènes réversibles, malgré l'intervention de la conductibilité calorifique. Il montre les difficultés que l'on rencontre lorsqu'on veut tenir compte de l'effet Thomson et arrive à cette conclusion que les deux formules

$$\frac{dE'}{dT} = \frac{\pi}{T} \quad \text{et} \quad \frac{dE}{dT} = \frac{\pi}{T}$$

paraissent également probables (π désigne l'effet Peltier et E la force thermo-électrique totale, E' la somme des différences de potentiel aux soudures). Pour faire un choix

rationnel entre ces formules il faudrait posséder une théorie satisfaisante de la diffusion des électrons dans un milieu à température non uniforme. Léon Bloch.

Sur la dispersion des particules électrisées animées d'un mouvement rapide. — J. J. Thomson (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1910) 465-491). — Lorsque des particules électrisées en mouvement traversent la matière, chaque particule, lorsqu'elle traverse un atome, ou peut être même quand elle passe à son voisinage, est déviée. Si l'on considère un grand nombre de particules, on peut admettre que la trajectoire de chacune subit une certaine déviation moyenne.

Si l'on considère ensuite le cas d'un grand nombre de particules traversant un grand nombre d'atomes, il est assez simple de calculer la déviation moyenne des particules lorsqu'elles ont traversé n atomes. En considérant l'atome comme constitué de N_0 corpuscules négatifs et d'une quantité égale d'électricité positive, la déviation que subit une particule électrisée négative traversant l'atome provient de deux causes :

1° La répulsion des corpuscules négatifs ;

2° L'attraction due à l'électricité positive.

J. J. Thomson montre que la déviation moyenne θ_1 d'une particule due aux corpuscules négatifs d'un atome est :

$$\theta_1 = \frac{16}{5}\frac{e^2}{mv^2}\frac{1}{b}\sqrt{\frac{5N_0}{2}}$$

e est la charge de la particule.

m sa masse, v sa vitesse, b le rayon de l'atome et N_0 le nombre des corpuscules négatifs dans un atome.

Quant à la déviation moyenne d'une particule due à l'électricité positive de l'atome, elle dépend de l'hypothèse faite sur la répartition des charges positives.

Si l'on suppose l'électricité positive uniformément répartie dans la sphère de rayon b, la déviation moyenne est :

$$\Phi_1 = \frac{e^2}{mv^2}\frac{N_0\pi}{b\ 4}$$

Si l'on considère, au contraire, cette électricité comme répartie entre un certain nombre de centres, on a une déviation moyenne :

$$\Phi_2 = \frac{16}{5}\frac{e^2}{mv^2}\frac{1}{6}\sqrt{\frac{5N_0}{2}}\sqrt{1-\left(1-\frac{\pi}{8}\right)\sigma}$$

σ étant le rapport du volume occupé par l'électricité positive au volume de l'atome.

Et la déviation moyenne due aux deux espèces de charges est selon l'hypothèse faite :

$$\sqrt{\theta_1^2+\Phi_1^2}\ \text{, ou bien}\ \sqrt{\theta_1^2+\Phi_2^2}$$

Si l'on suppose que les particules traversent une lame mince d'épaisseur t, on peut alors calculer la déviation moyenne due à cette lame. C'est :

$$(1)\quad \frac{e^2}{mv^2}\left(\frac{584}{25}N_0+\frac{\pi^2}{16}N_0^{1/2}\sqrt{N\pi t}\right)^{1/2}\ \text{dans la 1re hypothèse,}$$

ou :

$$\frac{e^2}{mv^2}\left[\frac{584}{25}N_0+\left(1-\frac{\pi}{8}\right)\sigma^{1/2}\right]^{1/2}\sqrt{N\pi t}\ \text{dans la 2e.}$$

N étant le nombre des atomes par unité de volume dans la lame considérée.

Dans ces expressions, le seul facteur inconnu étant N_0, nombre des corpuscules dans l'atome, ces calculs montrent que des expériences sur la dispersion de la lumière par des lames très minces peuvent permettre de déterminer le nombre des corpuscules dans l'atome.

Les équations (1) montrent que, pour de faibles déviations, l'épaisseur de substance nécessaire pour produire une déviation donnée varie comme :

$$\frac{m^2v^4}{e^4}\frac{1}{NN_0}\left(\frac{585}{25}+\frac{\pi^2}{16}N_0\right)$$

ou :

$$\frac{m^2v^4}{e^4}\frac{1}{NN_0}\frac{585}{25}N_0^2\quad\left(1+\frac{\pi}{8}\sigma\right)t$$

L'auteur établit ensuite que ce résultat est exact, même lorsque la déviation n'est pas petite, à condition que la vitesse des particules ne varie pas.

Enfin il cherche, à l'aide de données numériques connues actuellement, à obtenir l'ordre de grandeur de N_0 et arrive à la conclusion que N_0 est du même ordre de grandeur que le poids atomique. J. Saphores.

Vitesse des électrons produits par des rayons Rontgen mous. — W. Seitz (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 705). — L'auteur a mesuré au moyen du cylindre de Faraday dans le vide la quantité d'électrons libérés dans une lame de platine par des rayons Rontgen de dureté variable. Les rayons Rontgen sont fournis par un tube qui fonctionne sous 2500, 4500 ou 6000 volts. On établit entre la lame de platine et une toile métallique qui précède le cylindre de Faraday un champ électrique auxiliaire (retardateur ou accélérateur) pouvant aller jusqu'à 6000 volts et l'on construit les courbes qui représentent les courants recueillis au cylindre de Faraday en fonction de ce potentiel. Si ce dernier est évalué en fractions du potentiel d'excitation du tube à rayons X, on obtient des courbes qui sont pratiquement superposables, quelle que soit la dureté des rayons. L'allure des courbes montre que parmi les électrons libérés par les rayons Rontgen il y en a une faible proportion qui possède la même vitesse que les rayons cathodiques générateurs, mais la partie la plus importante de beaucoup possède une vitesse très faible. Les détails des courbes s'expliquent d'après l'auteur par une absorption de la toile métallique variable avec l'incidence. Léon Bloch.

Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité sur des particules dont la charge est notablement inférieure à celle de l'électron et ne paraît pas non plus en être un multiple. — F. Ehrenhaft (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 619). — M. Ehrenhaft, à qui l'on doit d'importantes observations ultramicroscopiques sur les suspensions gazeuses, a essayé de faire des mesures de précision en vue de déterminer la constante e (charge électrique élémentaire) non plus sur des moyennes, mais sur des particules isolées. Les gaz examinés sont les gaz de l'arc entre électrodes d'or, d'argent et de platine. Les particules ultramicroscopiques, même les plus petites, tombent toutes verticalement, sans perturbation appréciable due au mouvement brownien. La méthode de mesure est la suivante : on note les temps mis par une même particule pour parcourir une division du micromètre oculaire : 1° en présence du champ électrique ; 2° en chute libre (en sens inverse). Les particules observées sont de forme sphérique, autant qu'on peut le décider en allant à la limite du pouvoir séparateur du microscope. Elles sont de nature métallique. Il convient d'opérer dans l'air sec, car la présence de l'humidité donne lieu à des particules parasites, animées d'un mouvement brownien très vif, et qui nuisent à la régularité des mesures. On rencontre la même difficulté lorsqu'on remplace les suspensions métalliques par des fumées de phosphore.

Nous renvoyons au mémoire original pour les tableaux numériques. Voici quelles sont les conclusions de l'auteur.

Les valeurs trouvées pour e varient de $0,52$ à $28,90 \times 10^{-10}$ (cas du phosphore), de $0,55$ à $7,18 \times 10^{-10}$ (cas de l'or), de $0,94$ à $26,65 \times 10^{-10}$ (cas de l'argent), de $1,5$ à $12,45 \times 10^{-10}$ (cas du platine). Un très grand nombre de mesures conduisent à des valeurs très inférieures à la valeur classique 4×10^{-10}. D'après l'auteur on ne peut attribuer cette anomalie, ni à l'insuffisance de la formule de Stokes, ni au défaut de sphéricités des particules[1]. Les charges les plus grandes correspondent en général aux rayons les plus grands, mais cette règle n'a rien d'absolu. On a trouvé des valeurs de e qui ne dépassent pas 1×10^{-10} pour des particules de rayon assez grand pour que la formule de Stokes leur soit certainement applicable.

M. Ehrenhaft a essayé de faire des groupements statistiques pour voir si les nombres expérimentaux déterminés par lui se condensent autour de certaines valeurs privilégiées (4×10^{-10} et ses multiples). Il n'a trouvé aucune condensation bien nette, et conclut à l'existence d'une charge électrique très inférieure à celle qu'on admet d'ordinaire pour l'électron. Léon Bloch.

Sur l'effet électrostatique d'un champ magnétique variable. J. M. Kuehne (*Phil. Mag.*, 19 (1910), 461-476). — La théorie électromagnétique de Maxwell est fondée sur quatre hypothèses fondamentales :

1. Le mouvement d'une charge électrique produit un champ magnétique ;
2. Le mouvement d'un pôle magnétique produit un champ électrique ;
3. La variation d'un champ électrique produit un champ magnétique ;
4. La variation d'un champ magnétique produit un champ électrique.

Il faut remarquer que ces quatre hypothèses ne sont pas distinctes comme le dit l'auteur. L'hypothèse 1 est une conséquence de 3, comme l'a montré Langevin. De même 2 est une conséquence de 4.

L'effet 1 a été mis en évidence par les expériences de Rowland.

L'effet 3 par celles d'Eichenwald.

L'effet 4 a été étudié par Lodge dont les expériences sont douteuses. Crémieu a trouvé un résultat négatif.

Les mesures de l'auteur démontrent d'une façon quantitative que l'effet existe bien, et qu'il est égal, aux erreurs d'expériences près, à ce que permet de prévoir la théorie.

Fig. 1

L'appareil est représenté sur la figure ci-contre : a,a représente une série de 20 anneaux de carton mince vernis suspendus au cadre de bois léger b,b et dont le bord intérieur est recouvert de feuille d'argent sur une bande de 2 cm. Le cadre est lié à un miroir et suspendu à un fil de bronze de phosphore. aa constitue l'une des armatures d'un condensateur dont l'autre est formée par 21 anneaux d'ébonite p,p, recouverts d'étain vers le bord externe, sur une largeur de 2 cm, et fixés de l'autre côté à un tube d'ébonite pp. A l'intérieur de ce tube se trouve une barre de fer r,r, faisant partie d'un circuit magnétique absolument fermé. Le courant magnétisant est alternatif (60 périodes). Le condensateur est chargé par le secondaire d'un transformateur dont le primaire est monté en parallèle avec le circuit magnétisant. La différence de potentiel qui charge le condensateur est ainsi décalée à peu près de $\frac{\pi}{2}$ par rapport au flux magnétique, c'est-à-dire que la charge est maxima lorsque la variation du flux est la plus grande. On a ainsi des effets mesurables et faciles à calculer *a priori*. Il suffit pour cela de connaître la capacité du condensateur (mesurée par décharges successives à travers un galvanomètre), la différence de potentiel du transformateur, et le flux magnétique (mesuré par la f. e. m. induite sur une spire enroulée sur le circuit magnétique).

On observe la déviation du système mobile, lorsqu'on inverse le courant magnétisant sans toucher au transformateur, c'est-à-dire quand la différence de phase entre le flux et la charge passe de $+90^\circ$ à -90°. On double ainsi les effets.

Les principales difficultés des expériences consistent en ce que le condensateur n'est stable dans le champ électrique que lorsqu'il est absolument symétrique. Même avec le meilleur réglage, il reste un couple directeur électrique. L'auteur élimine la perturbation qui en résulte en comparant la déviation donnée par l'inversion du champ magnétique, à celle qu'il produit en tournant la suspension d'un angle connu, sans changer la phase du flux.

Il n'y a pas de perturbation d'origine magnétique, car les lignes de forces passent toutes par le fer en rr.

Les déviations observées variaient de 0,5 à 2 cm de l'échelle.

Dans certains cas elles ont atteint 6 à 10 cm.

La différence entre les nombres calculés et observés est en général de quelques pour cent. E. Bauer.

Rayons Röntgen secondaires des sels métalliques. J. L. Glasson (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 15 (1910), 437-441). — Barkla a montré que lorsqu'un élément de poids atomique supérieur à celui du calcium est frappé par des rayons X appropriés, les rayons secondaires qu'il émet forment un faisceau homogène caractéristique de l'élément. L'auteur s'est proposé de rechercher l'influence que pouvait avoir sur la nature des rayons secondaires l'état auquel l'élément figure dans une combinaison chimique.

La mesure des coefficients d'absorption montre que la radiation secondaire provenant du sel comprend deux parties :

1° Une radiation homogène ayant même coefficient d'absorption que celle fournie par le métal pur.

2° Une radiation supplémentaire « dispersée », due au radical acide et beaucoup plus pénétrante que la première. L'importance de cette radiation varie avec la dureté du tube à rayons X ; elle est généralement faible et ne peut être mise en évidence qu'en réduisant, à l'aide d'écrans, l'intensité de la radiation secondaire totale.

3° Le coefficient d'absorption de la radiation homogène métallique est indépendant du radical acide et indépendant de la valence du métal dans la combinaison ($FeSO^4$, Fe^2O^3, Fe^2O^3 donnent la même radiation homogène).

4° L'élément peut même se présenter dans le radical acide sans que la nature de la radiation homogène soit modifiée. J. Sayhorès.

Production de particules cathodiques par les rayons Röntgen homogènes. — R. T. Beatty (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 15 (1910), 416-422). — Plusieurs physiciens ont étudié les particules cathodiques qui prennent naissance lorsque des rayons Röntgen frappent différentes

[1] C'est ce dernier point qui nous semble le moins rigoureusement établi par l'auteur. V. les observations de K. Fritzbrain sur le sel ammoniac. *Phys. Zeitschr.*, même numéro.

substances. Les résultats qu'ils ont obtenus montrent que la vitesse de ces particules est indépendante de l'intensité des rayons employés et de la nature de la substance qu'ils frappent, mais varie avec le pouvoir pénétrant des rayons.

L'auteur s'est proposé de reprendre les recherches faites à ce sujet en utilisant des rayons Rontgen homogènes. Ces rayons s'obtiennent en exposant à l'action des rayons Rontgen convenables certains métaux (Fe, Ni, Cu, Zn, As, Sn) et ce sont les coefficients d'absorption par l'air et par l'hydrogène qu'il a déterminés pour les particules cathodiques émises lorsque ces rayons homogènes frappent une feuille d'argent.

La détermination des coefficients d'absorption se fait de la manière suivante : les rayons Rontgen homogènes traversent une mince feuille d'argent en regard de laquelle se trouve un disque de cuivre recouvert de papier pour empêcher qu'il n'émette aussi des particules. On fait varier la pression de l'air et l'on trace la courbe de l'ionisation en fonction de la pression. Cette ionisation est due à deux causes : 1° aux rayons Rontgen ; 2° aux particules émises par la lame d'argent. La première cause produit une ionisation proportionnelle à la pression (Crowther) qu'il est facile de déterminer en menant une parallèle à la partie rectiligne de la courbe d'ionisation. En faisant ensuite pour chaque pression la différence entre les ordonnées des courbes, on obtient la courbe de l'ionisation due aux particules cathodiques.

L'examen de cette courbe et un calcul simple permettent de déterminer le coefficient d'absorption des particules par l'air.

Les résultats sont résumés dans ce tableau :

Metal	d en cm	λ cm $^{-1}$.
Fe	0.0087	87.2
Cu	0.01549	81.9
Zn	0.0164	42.7
As	0.0255	27.43
Sn	0.176	3.97

d est l'épaisseur d'air qui, à 15° et 160 mm, absorberait la moitié de l'énergie des particules émises par la lame d'argent.

Ces expériences permettent en outre de montrer que « la quantité d'énergie dépensée par la radiation incidente pour produire des particules cathodiques est proportionnelle à l'énergie de la radiation absorbée par la feuille métallique ».

Les expériences faites avec l'hydrogène ont donné (ramenées à 15° et 160 mm) :

Metal	d en cm	λ cm $^{-1}$.
Fe	0.0410	17.05
Cu	0.0755	9.55
Zn	0.0909	7.71
Sn	1.57	0.51

En outre de ces résultats l'auteur établit que l'absorption par l'air des particules cathodiques est proportionnelle à l'absorption par l'aluminium des rayons Rontgen employés.

J. Sayhours.

Rayonnement corpusculaire homogène. Charles A. Sadler (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 537-556). — Barkla et Sadler ont découvert récemment que les rayons X secondaires, émis sous l'action d'un faisceau de rayons de Rontgen, par tous les éléments dont le poids atomique est intermédiaire entre celui du chrome (52) et de l'étain (119), sont absolument homogènes et caractéristiques de l'élément considéré (voir les mémoires analysés dans *Le Radium* 1908, 1909 et 1910).

Les rayons secondaires homogènes, tombant sur un métal dont la radiation caractéristique est moins pénétrante, produisent des rayons X tertiaires, et en même temps des rayons corpusculaires, absorbés par quelques millimètres d'air. Ce sont ces derniers rayons qui font l'objet du présent travail dont voici les résultats essentiels.

I. Les rayons corpusculaires émis par les métaux sous l'influence d'un faisceau homogène de rayons X sont homogènes, c'est-à-dire qu'ils sont absorbés par l'air suivant une loi exponentielle.

II. Leur pouvoir de pénétration ne dépend que du degré de dureté des rayons incidents, et non de la nature du radiateur tertiaire.

III. Le coefficient d'absorption dans l'air du rayonnement corpusculaire d'un métal quelconque est une fonction linéaire du poids atomique du métal source des rayons primaires homogènes.

IV. Si l'on fait croître peu à peu le pouvoir de pénétration des rayons qui tombent sur un métal capable d'émettre un rayonnement de Rontgen homogène caractéristique, on constate qu'au début les rayons incidents sont simplement dispersés, tandis qu'il y a émission notable de corpuscules. Les deux phénomènes sont probablement liés. Lorsque le pouvoir de pénétration des rayons incidents devient suffisant pour produire le rayonnement caractéristique du métal, il y a un accroissement net du rayonnement corpusculaire.

Voici quelques indications sur le montage expérimental. Les rayons incidents tombaient dans une chambre d'ionisation cylindrique, fermée par une lame d'aluminium et dont le plateau isolé, en communication avec l'électroscope, était formé par le métal source des rayons tertiaires étudiés. Un système de tubes télescopiques permettait de faire varier la distance du radiateur à la fenêtre d'aluminium.

Les nombres obtenus pour les différentes distances permettent :

1° De faire les corrections nécessaires pour éliminer l'ionisation par les rayons incidents et les rayons de Rontgen tertiaires (ionisation proportionnelle au volume) ;

2° De mesurer le coefficient d'absorption des rayons corpusculaires.

Un électroscope auxiliaire donne l'intensité des rayons incidents.

Enfin des mesures sur l'aluminium permettent d'éliminer l'effet des rayons corpusculaires émis par la fenêtre d'aluminium.

E. Bauer.

Sur la nature des rayons magnéto-cathodiques. H. Thirkill (*Proc. Roy. Soc.*, A-83 (1910) 524-534). — On sait que les rayons magnéto-cathodiques se produisent quand on fait agir un champ magnétique sur une ampoule à rayons cathodiques, dans laquelle le vide n'est pas très avancé : on aperçoit une ligne lumineuse s'enroulant en spirale autour de la ligne de force magnétique passant par la cathode, en même temps que la tension de décharge aux bornes de l'ampoule diminue. Un champ électrique dévie ces rayons dans une direction normale aux deux champs électrique et magnétique. Enfin il convient de noter qu'ils apparaissent brusquement, pour une valeur déterminée du champ magnétique. Telles sont les propriétés de ces rayons, observés pour la première fois

par Plücker[1], puis étudiés par Hittorf[2], Broca[3], Birkeland[4], et surtout Villard[5] et Righi[6].

L'auteur s'est proposé de reprendre l'étude de ces diverses propriétés, puis d'examiner plus particulièrement si ces rayons transportent des charges électriques, qui n'avaient pu, jusqu'à présent, être décelées.

L'appareil employé est une ampoule qui porte, tout près de la cathode, une tubulure latérale dans laquelle est contenue l'anode; la cathode est constituée, soit par un fil d'aluminium de 1mm de diamètre, enfermé dans un tube capillaire en verre, soit par une plaque de platine sur laquelle on a fait une petite tache de chaux. On réalise ainsi un faisceau très fin, et, si l'on emploie une bobine d'induction, la cathode à tache de chaux rend la décharge unilatérale.

La pression dans l'ampoule était comprise entre 0,6 et 0,1mm; lorsqu'on augmentait progressivement le champ magnétique, on voyait la spirale des rayons magnéto-cathodiques diminuer de rayon, et on pouvait encore la distinguer jusqu'à une très petite valeur de celui-ci, à cause de la finesse du faisceau. L'approche d'un aimant, modifiant les lignes de force magnétiques, changeait la direction de la spirale.

L'aspect du tube se modifiait progressivement, lors de l'augmentation du champ magnétique; le faisceau cathodique, d'abord diffus, était ramassé dans la direction du champ, et sa luminosité était de plus en plus grande, jusqu'à ce qu'il suive exactement la ligne de force magnétique.

Enfin l'auteur a décelé la charge négative des rayons : il mettait sur leur trajet un cylindre de Faraday, disposé comme dans l'expérience de Perrin. Mais alors qu'un électromètre ne donnait aucun résultat, un galvanomètre de Nalder (permettant d'apprécier 10^{-10} ampère), mis entre le cylindre de Faraday et la terre, avait une déviation notable, prouvant l'arrivée dans le cylindre de Faraday de charges négatives. L'auteur attribue l'insuccès de la méthode électrique à la grande conductibilité de l'air de l'ampoule provoquée par les rayons magnéto-cathodiques : le cylindre de Faraday recevait bien des charges, mais ne pouvait atteindre un potentiel assez grand pour être décelé par un électromètre.

La déviation produite aux rayons par un champ électrique a été trouvée conforme à l'équation

$$tg\,\varphi = \frac{L}{Hv}$$

L étant le champ électrique,

H le champ magnétique,

v la vitesse initiale des particules dans la direction du champ magnétique.

Les rayons magnéto-cathodiques apparaissent ainsi comme étant constitués par des particules d'électricité négative, animées de vitesses relativement petites, qu'un champ magnétique oblige à s'enrouler en spirales autour de ses lignes de force.

J. Danysz.

Sur la direction dans laquelle un électron est projeté hors d'un atome sous l'action de la lumière ultraviolette. — R. D. Kleeman. (*Proc. Roy. Soc.*, A 84 (1910) 92-99.). Ce travail a pour but de prouver que la vitesse de projection d'un électron hors d'un atome sous l'influence de la lumière ultraviolette possède une composante dirigée dans le sens de la propagation des ondes lumineuses.

L'appareil employé (voir fig. 1) se compose d'une chambre cylindrique B en laiton portant une fenêtre *c* en quartz. A l'intérieur de B est maintenue, au moyen de supports isolants, une toile métallique qui communique avec une borne extérieure isolée. En face de la fenêtre *c* on

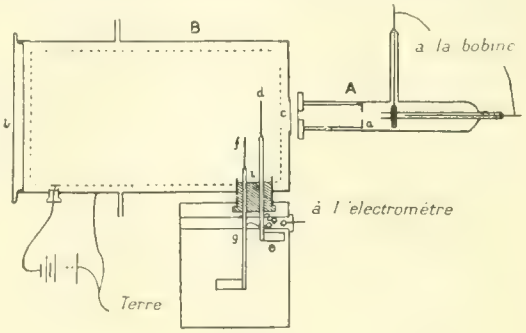


Fig. 1.

peut amener les plateaux *f* et *d* en agissant sur les tiges *g* ou *e*, maintenues à frottement doux dans un bouchon en ébonite; *g* ou *e* peuvent être mises en communication avec un électroscope. La source de lumière ultraviolette est un tube à électrodes d'aluminium rempli d'hydrogène à une pression de quelques millimètres, dans lequel on fait jaillir des étincelles au moyen d'une bobine d'induction.

Le plateau *f* est en aluminium et il est recouvert d'une couche d'or sur un côté. Le plateau *d* est une lame circulaire de quartz, de 0,5 mm d'épaisseur, portant sur une face une mince pellicule de platine obtenue par projection cathodique. Enfin la toile métallique ainsi que les parois intérieures de la chambre B sont enduites de noir de fumée afin d'absorber le plus complètement possible les radiations incidentes. Au cours d'une expérience, B est mise à terre alors que la toile métallique est portée à un haut potentiel positif; de cette façon les ions formés au voisinage des parois de B sont éliminés aussi bien que possible.

Le plateau de quartz étant alors placé sur le trajet des rayons ultraviolets, on observe la déviation de l'électroscope; celle-ci ne se produit que si le potentiel de la toile métallique est positif, ce qui est bien d'accord avec une émission de centres négatifs seuls. Une toute petite déviation, d'environ 5 pour 100 de la précédente, apparaît, lorsque le plateau de quartz est soustrait à l'action des rayons ultraviolets; elle est due aux rayons qui se sont réfléchis sur les parois.

Une série de mesures a été alors effectuée en exposant aux rayons ultraviolets, soit la face platinée, soit l'autre face de la lame de quartz. On a observé alors que l'émission cathodique était notablement plus forte lorsque les rayons ultraviolets émergeaient de la lame de quartz du côté platiné que lorsqu'ils entraient par ce même côté. (Le rapport entre les deux émissions d'électrons était par exemple de 1,15 lorsque le potentiel de la toile métallique était + 600 volts). Ce résultat, retrouvé avec une grande régularité, dans de nombreuses expériences effectuées en variant le potentiel de la toile métallique, semble prouver qu'en expulsant des électrons hors des atomes, la lumière ultraviolette leur communique une vitesse dans la direction de sa propagation.

L'auteur a vérifié que l'effet observé ne pouvait provenir d'un défaut de saturation, le champ électrique étant préci-

1. *Pogg. Ann.*, **103** (1858) 88.
2. *Pogg. Ann.*, **136** (1869) 221.
3. *C. R.*, (1898) 756.
4. *C. R.*, **126** (1898) 586.
5. *Le Radium*, **3** (1906).
6. *Journal de Physique*, **7** (1908) 589-617.

sément le plus fort, dans les conditions où l'émission cathodique était la moins intense ; qu'il ne pouvait être du non plus au changement de capacité électrique causé par la rotation de 180° du disque de quartz, grâce à laquelle on pouvait faire tomber les rayons ultraviolets tantôt sur une face tantôt sur l'autre. Enfin il a examiné s'il y avait, pour ces deux positions de la lame de quartz, une différence dans la quantité de lumière réfléchie : c'est pour cette dernière observation qu'il se servait du plateau *f*, qui était mis dans les expériences précédentes, hors du trajet des rayons lumineux; et qui maintenant était amené en face de la fenêtre *c*; la quantité de lumière réfléchie s'est trouvée être la même dans les deux cas.

Une expérience de Rubens et Ladenburg[1] aurait pu conduire à ce résultat; malheureusement notre ignorance au sujet du pouvoir absorbant de la lumière et des rayons cathodiques par de minces lames d'or ne permet d'en tirer aucune conclusion relativement à l'effet dont s'occupe le présent travail.

Dans une note additionnelle l'auteur rapporte des expériences qu'il refit avec le même appareil, mais à une pression de 2 cm de Hg : il retrouva le même résultat.

J. Danysz.

Le degré de polarisation circulaire des composantes magnétiques des raies spectrales. — **P. Zeeman** (*Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, **12** (1909) 545-556). — Les conclusions sont les suivantes :

Jusqu'à preuve du contraire, on doit considérer que les composantes *déplacées* des lignes spectrales, émises parallèlement aux lignes de force, sont polarisées circulairement d'une manière complète. Le mot *déplacé* signifie qu'on exclut le cas d'une composante magnétique longitudinale occupant la position de la raie initiale et dans ce cas non polarisée (quintuplets du fer). Cette conclusion est fondée sur l'examen des triplets 5791 et 5771 du mercure, du quadruplet 5896 et du sextuplet 5890 du sodium, du nonuplet 5461 du mercure et du sextuplet 5351 du thallium.

Sous une forme moins absolue, on peut dire que la quantité de lumière ordinaire émise longitudinalement dans les composantes, en même temps que la lumière polarisée circulairement est moins que le $\frac{1}{100}$ de l'intensité totale de la ligne. A mesure qu'on emploie un appareil spectroscopique plus lumineux permettant, sur ce point, des mesures plus précises, la proportion de lumière naturelle possible diminue.

L'auteur rapproche ce résultat des cas de polarisation circulaire incomplète observés récemment par A. Dufour pour les spectres de bandes d'émission des fluorures alcalino-terreux et par J. Becquerel pour les spectres de bandes d'absorption de la tysonite et du xénotime.

L'appareil spectroscopique employé a été un échelon de Michelson, beaucoup plus lumineux que le réseau de Rowland. La lumière émise parallèlement aux lignes de force traverse l'une des pièces polaires de l'électro-aimant (Du Bois), est rendue parallèle par une lentille achromatique, traverse un prisme de Fresnel, une deuxième lentille achromatique, un nicol et se concentre sur la fente d'un spectroscope auxiliaire au sortir duquel elle tombe sur l'échelon. Les sources de lumière étaient des tubes à vide ; pour avoir les raies D on mettait un peu de chlorure de sodium desséché dans un tube à électrodes mercurielles.

Si la polarisation circulaire est complète et le prisme de Fresnel parfait, la lumière tombant sur le nicol sera parfaitement rectiligne et l'extinction de chacune des composantes se fera pour une orientation du nicol parfaitement définie. En réalité, à cause de la sensibilité de l'œil, on peut donner au nicol une position quelconque comprise dans un angle 2α sans voir apparaître la composante. Son intensité, au moment où elle reparaît, est $\sin^2\alpha$ en prenant pour unité l'intensité de la vibration incidente ; c'est donc le maximum qu'il est *possible* d'attribuer à de la lumière non polarisée circulairement.

La rigueur de la méthode dépend naturellement de la perfection du prisme de Fresnel. Pour contrôler sa valeur comme analyseur circulaire M. Zeeman l'a essayé en série avec une double lame de quartz parallèle à l'axe, celui-ci faisant, dans chaque demi-lame, 45° avec la ligne de recollement et l'ensemble étant compris entre deux nicols, la lumière émergente donne un spectre sillonné par deux séries de franges de Fizeau et Foucault; les franges d'une série doivent correspondre au milieu des intervalles compris entre les franges de l'autre série. En réalité, il existe un très petit écart d'un bout du spectre à l'autre; quand la vibration incidente est rigoureusement circulaire, cet écart correspond, pour les vibrations émergentes, à une ellipticité négligeable; le rapport des axes est 0,0522 et par conséquent la quantité maxima de lumière qu'il soit possible de prendre pour naturelle à la sortie du deuxième nicol est $(0,0522)^2$, soit 0,0027, très inférieure à la limite de visibilité.

L. Dunoyer.

Sur l'origine de quelques anomalies observées récemment dans le phénomène de Zeeman. — **O. Corbino** (*Il Nuovo Cimento*, **19** (1910) 425-456). — L'auteur attribue les dissymétries observées par Tenani et Nagaoka à des hétérogénéités du champ magnétique. Il se fonde sur une étude détaillée (qui sera publiée prochainement) du champ magnétique d'un électro-aimant Weiss faite au moyen de franges de biréfringence magnétique.

Léon Bloch.

Distribution des lignes isodynamiques entre les pôles d'un électro-aimant et anomalies du phénomène de Zeeman. — **O. Corbino** (*Phys. Zeitsch.*, **12** (1910) 521). — Pour étudier le degré d'uniformité des champs magnétiques utilisés dans la production de l'effet Zeeman, l'auteur a songé à explorer ces champs au moyen d'une méthode interférentielle. Il s'est servi des franges de biréfringence magnétique obtenues en plaçant dans l'entrefer de l'électro-aimant une cuve mince renfermant une solution de fer Bravais vieux. La cuve est placée entre nicols croisés à 45° du champ et éclairée par un faisceau de lumière solaire. Si le champ était uniforme on devrait observer au spectroscope des franges de Fizeau et Foucault. En réalité le spectre paraît continu à cause de l'hétérogénéité du champ. Mais si l'on projette sur la fente du spectroscope une image réelle de la cuve, on aperçoit très nettement des franges curvilignes dont la forme varie lorsqu'on explore successivement, comme on le fait en spectrophotographie, les différentes régions de l'image. Avec un électro-aimant Weiss muni d'un pôle plein et d'un pôle percé, on constate aisément que, dans le sens perpendiculaire à la ligne des pôles, et à une certaine distance du pôle plein, le champ magnétique est sensiblement uniforme ; au contraire, dans le sens de la ligne des pôles, les franges sont courbes et nombreuses, ce qui indique une variation d'intensité pouvant aller jusqu'à 27 pour 100. Un autre procédé consiste à opérer en lumière monochromatique et à examiner au moyen d'une lunette tout le champ à la fois. On observe alors des franges qui dessinent les lignes isodynamiques et qu'on peut photographier assez commodément. M. Corbino recommande d'employer pour cet objet comme source monochromatique une région convenablement choisie dans le spectre normal du soleil. Son

1. *Ber. d. deutsch. phys. Gesell.*, **24** (1907) 749.

mémoire contient un certain nombre de clichés très intéressants reproduisant l'aspect des franges de biréfringence magnétique avec différentes formes de pièces polaires. Il est à noter que ces franges révèlent toujours une grande hétérogénéité du champ magnétique quand les deux pièces polaires ne sont pas identiques. Leur examen montre d'ailleurs que l'hétérogénéité du champ n'est jamais bien grande dans le sens transversal, mais seulement dans le sens longitudinal. Remarquons d'ailleurs que les franges d'interférence dessinent les lignes d'égale intensité pour la composante du champ normal au rayon, quelle que soit l'orientation de cette composante. Les variations d'orientation se traduisent seulement par les variations d'éclat du fond lumineux sur lequel se détachent les franges. M. Corbino pense que les renseignements fournis par sa méthode permettent d'interpréter certaines anomalies apparentes du phénomène de Zeeman. C'est ainsi que Tenani et Nagaoka ont constaté des écarts discordants entre les deux composantes du doublet longitudinal et les composantes du triplet transversal. Cette discordance paraît devoir s'expliquer par les variations du champ magnétique le long de la source lumineuse, variations beaucoup plus importantes dans le sens longitudinal que dans le sens transversal.

Léon Bloch.

Remarque sur la soi-disant différence entre l'effet Zeeman longitudinal et transversal. — P. Koch (*Phys. Zeitschr.*, 1910, 615). — Il s'agit du fait signalé par Nagaoka, la non-proportionnalité au champ magnétique du phénomène de Zeeman transversal dans les champs faibles. L'auteur considère cette anomalie comme purement subjective et due à l'imprécision avec laquelle l'œil mesure la largeur d'une raie. Léon Bloch.

Sur le phénomène de Kerr dans les verres et sur une détermination de la constante de Kerr pour le sulfure de carbone. — O. D. Tauern [*Ann. d. Phys.*, **32** (1910), 1064]. — Une lame de verre ou d'un autre diélectrique, placée dans un champ électrique, devient, comme on le sait, biréfringente; ce phénomène, découvert par Kerr en 1875, est faible dans le cas d'un champ homogène et demande, pour être mesuré, des moyens optiques délicats. L'auteur l'a étudié pour une série de verres fournis par la maison Schott; ils étaient taillés en lames de 10 × 5 cm. de surface et de 2 à 4 mm. d'épaisseur. La méthode a été semblable à celle employée par exemple par M. H. Lemoine [*C. R.*, **122** (1896), 835]; on recouvrait de métal les deux grandes surfaces opposées de la lame, de façon à pouvoir les charger avec une machine électrique, et on introduisait la lame dans l'appareil de polarisation constitué d'après le schéma suivant : source de lumière monochromatique — nicol polariseur — lame de verre à étudier (plongée dans un bain d'huile et orientée de telle façon que les rayons passaient parallèlement aux surfaces chargées et que leur plan de polarisation faisait un angle de 45° avec celles-ci) — compensateur Babinet — oculaire à pénombre — nicol analyseur. On mesure à l'aide du compensateur la différence de marche des deux composantes du rayon elliptiquement polarisé qui sort de la lame de verre; en désignant par d cette différence, exprimée en longueurs d'onde, on a

$$d = B.\frac{lP^2}{a^3}$$

l étant la longueur de la lame dans la direction du rayon, a son épaisseur, P la différence de potentiel entre les surfaces chargées et B la constante de Kerr cherchée. Pour connaître à chaque moment la tension P, on utilisait le même phénomène dans le sulfure de carbone; c'est-à-dire qu'on avait, parallèlement à la précédente, une autre installation semblable, où la lame de verre était remplacée par une couche de CS_2, et qu'on mesurait d simultanément dans les deux; la valeur de d observée pour le CS_2 renseigne immédiatement sur la tension P, si l'on connaît, par une mesure préalable, la constante B relative à ce liquide.

Parmi les verres étudiés, ceux qui contenaient du plomb avaient une constante B plus grande; ainsi B était égal à $0,09.10^{-8}$ pour une teneur en PbO de 27,5 pour 100, et à $1,27.10^{-8}$ pour une teneur de 71 pour 100 (valeurs correspondant aux différences de marche exprimées en longueurs d'onde; pour le CS_2 l'auteur trouve, dans les mêmes unités, $B = 30,42.10^{-8}$ pour la raie D du sodium). Les verres exempts de plomb n'avaient souvent aucune biréfringence mesurable.

Le coefficient B dépend beaucoup de la longueur d'onde de la lumière utilisée; l'auteur a pu construire une courbe de dispersion qui montre que B baisse rapidement à mesure que λ augmente, entre 441 et 594 $\mu\mu$. Il s'ensuit qu'il est plus rationnel de ne pas prendre la longueur d'onde comme unité, mais d'exprimer d en cm., ce qui revient à multiplier par λ la constante B définie plus haut. On obtient alors une définition simple de la constante dans le système C.G.S.

Un autre résultat intéressant trouvé par l'auteur est que, pour des effets aussi faibles, il est indispensable de tenir compte de la biréfringence qu'acquiert le verre par la compression mécanique due à l'attraction mutuelle des deux surfaces chargées; cette biréfringence peut dans certains cas atteindre le même ordre de grandeur que celle qui constitue l'effet Kerr et qui correspond aux tensions de Maxwell. Pour pouvoir comparer les deux effets, l'auteur a fait une série de mesures du phénomène de Kerr sur des verres pour lesquels la biréfringence par compression avait été déterminée auparavant par M. F. Pockels.

L. Kolowrat.

Phénomène de Majorana dans les champs magnétiques produits par les décharges oscillantes. — L. Tieri (*Il Nuovo Cimento*, **19** (1910), 415). — En étudiant différents échantillons de fer Bravais vieux, l'auteur arrive à cette conclusion que les échantillons à biréfringence négative (particules très petites) obéissent partiellement ou entièrement à l'action du champ créé par la décharge oscillante, les échantillons positifs (particules plus grosses) ne prennent aucune biréfringence. La période calculée est de $1,7 \times 10^{-6}$.

Léon Bloch.

Radiations

Pression de radiation produite sur la source : phénomène de recul dû à la lumière. — Poynting et Barlow (*Proc. Roy. Soc.*, A-83 (1910), 534). — Les expériences décrites dans ce mémoire sont différentes de celles faites jusqu'à présent sur la pression de radiation; ici c'est la pression sur la source qui est mise en évidence. Considérons un rayon lumineux d'énergie P par centimètre cube, tombant à tour de rôle normalement sur quatre disques, dont les surfaces antérieures et postérieures sont représentées fig. 1 : B représente une surface « noire », S une surface parfaitement réfléchissante. Quand la radiation tombe sur 1 et 2, il se produit au bout d'un moment, un état d'équilibre; l'émission égale l'absorption, en considérant les effets du début seulement, la pression sur les deux premiers disques sera P et sur les

deux derniers 2 P. Mais l'état d'équilibre atteint, toute la radiation émise par le disque (2), le sera par la face antérieure, et son énergie sera égale à celle du faisceau incident; si la radiation émise se trouve répartie suivant la loi du cosinus, la pression résultante sera $\frac{2}{3}$ P, on aura donc au total $\frac{5}{3}$ P pour la pression sur ce disque. D'où les pressions suivantes :

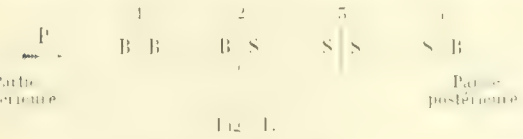


Fig. 1.

(1)	(2)	(3)	(4)
P	$\frac{2}{3}$	$\frac{5}{3}$	2P

Si le coefficient de réflexion pour la radiation incidente est r pour la surface B, l pour S, et que d'autre part le coefficient de réflexion pour la radiation émise est a pour la première, α pour la seconde, il vient :

$$(1)\ (1-r)P;\ (2)\left\{1+r-\frac{2}{3}\frac{a-\alpha}{a+\alpha}(1-r)\right\}P;$$

$$(3)\ (1+\rho)P;\ (4)\left\{1+\rho+\frac{2}{3}\frac{a-\alpha}{a+\alpha}(1-\rho)\right\}P$$

La radiation émise n'est pas identique à la radiation incidente ; mais pour plus de simplicité nous admettrons que les pouvoirs émissifs des deux surfaces pour une radiation déterminée sont dans le même rapport que les pouvoirs absorbants, alors $a = 1 - r$ et $\alpha = 1 - \rho$. Chaque disque était formé de deux couvre-objets en verre de 1,2 cm de diamètre et de 0,1 mm d'épaisseur, entre lesquels était pressée une couche d'asphalte, la surface réfléchissante était formée par pulvérisation cathodique d'argent. Une plaque de mica ABCD (fig. 2) était percée de quatre trous où l'on encastrait les quatre disques ; à cette plaque se trouvaient fixées la tige de suspension et celle supportant le miroir M_1M_2 formé de deux moitiés d'un même miroir. Le système était suspendu par un fil de quartz à un axe de cuivre H. On formait, à l'aide d'un système de deux lentilles et d'un diaphragme iris, une image du filament d'une lampe à incandescence sur le disque étudié, et on lisait la déviation de l'image d'une lampe réfléchie par M_1M_2 sur une règle placée à 1 mètre. Il était nécessaire d'attendre quelques instants avant de faire la lecture car il se produisait des effets perturbateurs, dus à la mise en liberté de gaz occlus dans l'argenture sous l'influence de l'élévation de température due au faisceau incident. Un dispositif permettait de faire tourner l'appareil de 180°, et d'employer la face postérieure de chaque disque. L'ensemble était dans un récipient clos où le vide avait été fait par une pompe Gaede, et parfait à l'aide de charbon plongé dans l'air liquide.

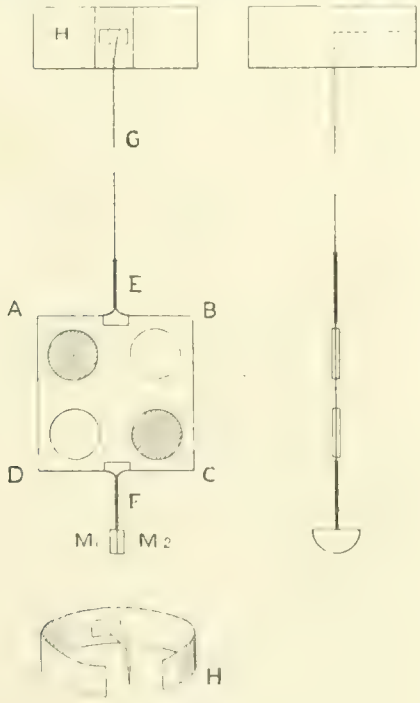


Fig. 2.

Dans ces conditions, si on mesure les pressions en divisions de l'échelle, on a les nombres suivants :

BB	BS	SS	SB
16,1	22,5	28,7	28,0

d'où

$$\frac{BS}{BB} = 1,39 \qquad \frac{BS}{\frac{1}{2}(SS+BB)} = 1,58$$

Si l'on prend $r = 0,05$ et $\rho = 0,95$ le calcul donne :

$$\frac{SB}{BB} = 1,54 \qquad \frac{BS}{\frac{1}{2}(SS+BB)} = 1,67$$

La surface de verre réfléchissait environ 4 pour 100 et celle d'asphalte 1 pour 100, celle d'argent 96 pour 100, il était légitime de prendre ces valeurs pour le calcul ci-dessus.

Les effets radiométriques étaient extrêmement faibles.

Des expériences faites avec des disques de platine, et de platine recouverts de noir de platine, ont donné des résultats entachés d'erreur par suite d'actions radiométriques.

Th. Sueur.

Les forces de pression de la lumière sur les gaz. P. Lebedew (*Ann. d. Phys.*, 32, 1910, 411-457).

Au point de vue de la théorie des comètes, il était du plus haut intérêt de savoir si la lumière exerce une action répulsive sur les gaz. La pression de radiation sur un gaz constitué par des molécules parfaitement noires a été calculée par Fitzgerald ; Debye a étudié le cas des molécules possédant un pouvoir absorbant sélectif (résonateurs). En 1897, Lebedew a montré que les ondes acoustiques exercent une pression sur des résonateurs, et étendit, par un calcul sommaire, ce résultat aux ondes électromagnétiques. Si des ondes planes, transportant par seconde et par unité de surface une énergie E, tombent sur un gaz à la pression atmosphérique et possédant un pouvoir absorbant α, on peut assimiler le gaz à un milieu continu. On trouve ainsi que la pression de radiation est égale à :

$$P = \frac{\alpha E}{v},\ v \text{ étant la vitesse de la lumière.}$$

Dans le présent travail, M. Lebedew a mentionné l'existence de cette pression et la mesure ; les valeurs calculées et mesurées concordent aux erreurs d'expérience et de calcul près, 50 pour 100 en moyenne.

Ces expériences, comme on le conçoit, sont extrêmement délicates, et l'auteur y a fait preuve d'une habileté expérimentale tout à fait extraordinaire. Les forces exercées par la lumière sur les gaz les plus absorbants sont à peine un centième de celle qu'elle exerce sur les solides. Pour les mettre en évidence, on laisse le gaz se déplacer librement dans la direction du faisceau lumineux, et on le fait agir sur un piston sensible, soustrait à l'action des rayons.

Le montage général est représenté en coupe verticale et horizontale sur la figure 1.

Dans un bloc cylindrique de laiton MM, très aplati (7 mm. de hauteur), on a percé une cavité parallélipipédique G

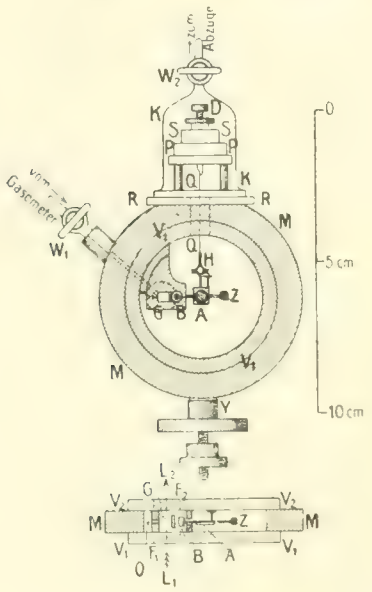


Fig. 1.

(5 × 4 mm. de section dans laquelle se trouve le gaz. Cette cavité est fermée par des fenêtres de fluorine F_1, F_2, qui laissent passer le faisceau lumineux L_1 L_2. La lumière entraîne le gaz; il se produit entre F_1 et F_2 une différence de pression. La chambre G communique au voisinage de F_1 et F_2 avec un canal soustrait à l'action des rayons (à droite de G sur la figure) et par laquelle le gaz peut revenir en arrière. Ce canal est fermé presque complètement par le piston léger B attaché au fléau d'une balance de torsion T à fil de quartz. En régime permanent le piston dévie de sa position d'équilibre, et cette déviation permet de mesurer la pression de radiation. L'échelle était à 5,3 m. du miroir. Grâce à la viscosité des gaz, la stabilité était parfaite et l'auteur assure que les lectures se faisaient en moyenne à 0,05 mm. près. Les déviations variaient de 0,5 à 2 mm.

L'énergie transportée par le faisceau lumineux d'une lampe Nernst était mesurée au calorimètre, et le coefficient d'absorption du gaz à l'aide d'éléments thermo-électriques.

Les deux causes d'erreurs essentielles sont les suivantes:

1° Les rayons échauffent le gaz absorbant; d'où des courants de convection qui agissent sur le piston.

2° Le faisceau incident est très convergent et non pas parallèle; il en résulte de grandes difficultés pour le calcul des forces en valeur absolue. Alors que les diverses expériences donnent des nombres concordants à 10 pour 100 près, ils diffèrent des nombres calculés de 50 pour 100 en moyenne

L'auteur a pu éliminer à peu près complètement la première cause d'erreurs. D'abord il n'a pas opéré sur des gaz absorbants purs (CO^2, CH^4, C^2H^4, C^2H^2 et surtout propane et butane normal) mais sur des mélanges à 50 pour 100 d'hydrogène. L'hydrogène, par suite de sa grande conductibilité calorifique, tend à égaliser les températures, et l'expérience montre que son action est très efficace.

De plus, par un réglage préliminaire on peut incliner l'appareil de manière à obtenir des courants de convection aussi faibles que possible.

Enfin, l'échauffement du gaz est indépendant du sens des rayons incidents, tandis que les forces d'entraînement changent de signe lorsqu'on fait passer la lumière de F_2 vers F_1. Au moyen de miroirs et d'un dispositif pneumatique, on change toutes les 30 secondes le sens d'incidence des rayons. La pression de radiation est mesurée par la différence des déviations obtenues.

Les résultats des expériences sont résumés dans un tableau où β représente la déviation mesurée (en mm.), α le coefficient d'absorption, T_0 l'élévation de température du calorimètre proportionnelle à l'énergie du faisceau; P_m les pressions mesurées; P_f les pressions calculées.

Il faut remarquer que les coefficients d'absorption des différents gaz variaient dans le rapport de 1 à 3 et les densités de 1 à 4.

E. Bauer.

L'effet photo-électrique et la phosphorescence. — M. Grotowski. — Thèse présentée à l'Université de Fribourg (Suisse). — Ce travail est divisé en deux parties: la première contient un exposé très documenté de la question de la photo-électricité; la seconde a trait aux recherches de l'auteur. Celui-ci a cherché s'il existe une connexité entre l'effet photo-électrique et la phosphorescence, si à un optimum de l'un correspond un optimum de l'autre. La conclusion, tirée par M. Grotowski de ses expériences, est qu'il serait trop osé d'admettre que l'intensité de l'effet photo-électrique est proportionnelle à l'intensité de la phosphorescence, mais qu'on peut conclure que la phosphorescence et l'effet photo-électrique sont en parfaite connexité, et que les causes qui changent l'intensité d'un de ces deux phénomènes changent en même temps celle de l'autre.

Une note montre que les résultats obtenus par Lenard concordent bien avec les conclusions du mémoire publié par Einstein dans les *Annalen*, vol. 17 p. 132.

Ed. Salles.

Sur la phosphorescence observée sur le verre des tubes à vide quand la pression n'est pas très basse. J. J. Thomson (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 15 (1910) 482). — Lorsqu'on fait passer la décharge électrique dans un tube contenant de l'air, que l'on vide progressivement, pour une certaine pression (de l'ordre de 1 m/m de mercure), toutes les parois du tube deviennent phosphorescentes. Cette phosphorescence, très différente de celle due aux rayons cathodiques, est d'une couleur variable avec la nature du verre.

J. J. Thomson décrit une expérience montrant que la cause de cette phosphorescence est la lumière ultra-violette produite dans la décharge:

Un tube à vide est partagé en deux parties A et B par un écran opaque percé d'un trou; on produit la décharge dans la partie A; on observe alors une tache phosphorescente sur la paroi de B au point correspondant à un faisceau sorti de A par le trou. Pour le faisceau qui crée cette tache, le quartz est plus transparent que le verre et la fluorine plus transparente que le quartz. La réfraction du faisceau par la fluorine est très nettement observable.

J. Saphores.

Absorption et fluorescence de la vapeur de rubidium. — **Taylor S. Carter** (*Phys. Zeitschr.*, **12** (1910) 652). — Ce travail, qui sera précisé ultérieurement, a été fait avec un dispositif analogue au dispositif primitif de Wood. La vapeur de rubidium possède une belle fluorescence rouge quand on l'excite par la lumière blanche. Elle possède aussi un spectre d'absorption (qui produit la fluorescence) et qui est situé dans le rouge. Les bandes probablement résolubles qui le composent forment un spectre très semblable aux spectres correspondants du sodium et du potassium. Léon Bloch.

Effet de la pression sur les spectres d'arc. — Titane. — **R. Rossi** (*Proc. Roy. Soc.*, A-83 (1910) 414-420). — L'arc jaillit entre un charbon d'arc ordinaire et un tube de graphite (1,5 cm. de diamètre extérieur et 1 cm. de diamètre intérieur) rempli de carbure de titane; le tube est pris comme électrode positive et placé au-dessous du charbon plein. Spectre du deuxième ordre d'un réseau de 21,5 pieds. La pression a varié jusqu'à 100 atmosphères. L'arc devient intermittent sous forte pression, mais son éclat augmente, ce qui permet d'uniformiser les durées de pose. Blanc sous la pression atmosphérique il devient bleu sous haute pression.

Toutes les lignes s'élargissent sous pression. Quelques lignes s'élargissent presque symétriquement; ce sont en général celles qui s'élargissent le moins, tandis que celles qui s'élargissent le plus donnent un élargissement dissymétrique, plus grand vers le rouge. Le déplacement est à peu près proportionnel à la pression.

Quelques lignes conservent la même intensité quand la pression augmente. Mais la plupart sont renforcées ou affaiblies. En général les lignes plus faibles dans le spectre de flamme que dans le spectre d'arc sont renforcées par la pression dans le spectre d'arc. L. Dunoyer.

Nouvelles expériences sur les multiplicités spectroscopiques dans l'arc électrique. — **L. Puccianti** (*Il Nuovo Cimento*, **19** (1910) 597). — L'auteur a obtenu des images monochromatiques de l'arc électrique en isolant au moyen d'un spectroscope une raie déterminée de l'arc et faisant mouvoir transversalement le spectroscope de façon à explorer toute l'étendue de la source lumineuse. Les clichés très intéressants qui accompagnent son mémoire font voir que l'arc donne des images tout à fait différentes selon qu'on emploie une raie principale ou une raie secondaire, ou encore selon qu'on emploie une raie de basse excitation ou une raie de haute excitation. L'auteur a étudié également l'influence de la tension et de la densité de courant dans l'arc. Il espère pouvoir établir par la voie spectroscopique la répartition de l'énergie dans les différentes régions de l'arc. Léon Bloch.

Spectres d'absorption des vapeurs des métaux alcalins. **P.-V. Bevan** (*Proc. Roy. Soc.*, A-83 (1910) 421-428). — Pour étudier le spectre d'absorption du potassium on a fait usage d'un tube d'acier fermé par des glaces en quartz, chauffé dans la région occupée par le métal, par une grille à gaz. Pour le rubidium et le cœsium on n'a pas opéré sur les métaux eux-mêmes mais sur un mélange de leurs chlorures et de sodium; il y a réduction partielle et on obtient la superposition des spectres d'absorption des deux métaux. Mais la constitution mixte de la vapeur se traduit aussi par l'apparition de bandes d'absorption spéciales, n'appartenant à aucune série. Il semble qu'il eût été préférable de chauffer le mélange de chlorure et de calcium, qui sert à préparer en abondance le rubidium et le cœsium[1] et qui aurait probablement donné des spectres purs. L'auteur signale que la manière dont se comportent les vapeurs de sodium et de potassium dans le vide ne diffèrent en rien de celle d'une vapeur quelconque; c'est ce que j'ai moi-même observé bien souvent, contrairement aux indications données par Wood d'après lequel un nuage de vapeur de sodium pourrait se maintenir dans un vide très élevé sans s'éteindre aussitôt.

L'auteur a découvert 15 lignes nouvelles dans le spectre du potassium, 20 dans celui du rubidium et 11 dans celui du cœsium; toutes dans l'ultra-violet; cela porte à 24 le nombre des lignes connues pour les séries du potassium, à 25 pour celles du rubidium et à 21 pour celles du cœsium. Avec les 48 lignes obtenues par Wood pour le sodium, cela forme un bel ensemble pour les séries principales des métaux alcalins.

Le mémoire contient un tableau complet des longueurs d'onde. Ni la formule de dispersion de Kayser et Runge, ni celle de Rydberg, ni même celle de Ritz

$$\nu = A - \frac{N_0}{\left(m + a + \frac{b}{m^2}\right)^2}$$

ne représentent convenablement des séries aussi étendues. Les valeurs de la constante universelle N_0 sont 109801 ou 109776 pour le sodium, suivant les raies utilisées pour le calcul, d'après les expériences de Wood, 109667 pour le potassium et 109928 pour le rubidium, d'après les expériences de l'auteur, alors que pour les séries de Balmer dans l'hydrogène on a $N_0 = 109675$. Ces différences dépassent l'incertitude expérimentale.

Quand la densité de la vapeur augmente, les raies du rubidium et du cœsium s'élargissent mais d'une manière généralement dissymétrique; il y a déplacement vers les grandes longueurs d'onde.

L'auteur n'a pu poursuivre ses expériences avec le lithium à cause de la température à laquelle il était nécessaire de chauffer. L. Dunoyer.

Le spectre d'absorption de certains composés uraneux et uraniques. — **Harry C. Jones** et **W. Strong** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 566-572). — Étude des spectres d'absorption de solutions de sels uraneux et uraniques. La position des bandes dépend de la nature du sel, du solvant, de la température et de la présence d'acide libre.

Quand on ajoute un acide à une solution d'un sel uraneux, il y a déformation et déplacement continus des bandes. E. Baur.

Quelques propriétés électriques du sélénium. **Louise Dowell** (*Phys. Rev.*, **80** (1910) 474-481). Dans ce mémoire l'auteur étudie le retour du sélénium à sa conductibilité primitive, après exposition aux rayons X. La forme des courbes de retour est la même que dans le cas de l'excitation lumineuse; dans ce dernier cas elle ne dépend uniquement que de la grandeur de la variation de conductibilité initiale, et en aucune façon du temps nécessaire à la produire. Le retour à la conductibilité primitive a lieu plus lentement dans le cas des rayons X. L'auteur pense que la diffusion ne joue pas un rôle important, pour influencer la forme de la courbe de retour.

Ed. Salles

[1] E. Backspill, *Thèse*.

Ionisation

Expérience sur l'ionisation dans l'air desséché. — **S. G. Lusby** (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15** (1910) 459-464). — On sait l'influence que joue l'humidité sur les propriétés physiques des ions. Cette influence est d'ailleurs beaucoup plus considérable sur les ions négatifs que sur les positifs et il semble que les ions négatifs agissent plus facilement que les positifs comme noyaux pour la condensation de la vapeur d'eau. Cette propriété conduit à penser qu'un gaz ionisé par dessiccation doit acquérir une charge positive considérable. L'auteur a fait des expériences pour essayer de mettre en évidence ce fait. Il utilisait comme agent ionisant l'oxyde d'uranium et un courant d'air humide passait sur cet oxyde. L'air était ensuite desséché en traversant un tube en U plongé dans l'air liquide et arrivait enfin à un cylindre de Faraday relié à un électroscope de Wilson. Malgré la sensibilité de l'électroscope aucune charge n'a pu être décelée par cette méthode.

Dans une autre expérience le cylindre de Faraday fut remplacé par un dispositif analogue à celui qu'employait Zeleny pour les mesures de mobilités et permettant la mesure des charges positives et négatives dans le gaz. L'auteur remarqua alors que les 2 charges, positive et négative, étaient égales aussi bien dans l'air desséché que dans l'air humide, mais leur valeur était 2 ou 3 fois plus grande dans l'air desséché que dans l'air primitif quels que soient la nature du tube et l'agent ionisant.

Ce phénomène pouvait s'expliquer par trois causes : diffusion, recombinaison, transformation de gros ions en petits ions.

1° Il est facile de voir que la diffusion n'intervient pas : les résultats restent les mêmes si l'on modifie les dimensions des tubes.

2° Pour rechercher le rôle joué par une transformation possible dans la nature des ions, l'auteur opère ainsi : il supprime l'agent ionisant et fait entrer dans l'appareil de l'air débarrassé de tous ses ions, gros et petits, par l'action d'un champ électrique intense. Dans cet air de petits ions se produisent spontanément assez rapidement mais il leur faut un temps considérable pour se combiner aux centres neutres et former de gros ions (de Broglie): l'air que l'on étudie ne contient alors que de petits ions et cependant la traversée du tube desséchant produit encore le même effet (augmentation des charges positive et négative dans le rapport de 2 ou 3 à 1); la transformation supposée ne joue donc aucun rôle.

3° A *priori* la recombinaison semble ne pas pouvoir expliquer le phénomène. Erikson (*Phil. Mag.*, Août 1909) a montré en effet que le coefficient de recombinaison croît quand la température décroît.

L'auteur fit l'expérience suivante : il modifia la position de l'agent ionisant et le plaça entre le tube en U et le condensateur. Dans ces conditions il obtint dans l'air desséché des charges 10 fois plus fortes que dans l'air ordinaire. Ceci semble prouver que la recombinaison est moins importante dans l'air desséché. Cependant, si au lieu de prendre de l'air humide on emploie de l'air desséché par voie chimique, les charges dans cet air sont encore accrues dans le rapport de 10 à 1 s'il traverse le tube en U plongé dans l'air liquide. La vapeur d'eau ne joue donc aucun rôle dans le phénomène.

4° Devant ces résultats négatifs l'auteur recherchait les poussières en suspension dans le gaz ne pouvaient jouer aucun rôle. Le phénomène disparait complètement en filtrant le gaz employé sur 50 cm. de coton. Quant à l'action que peut exercer le passage dans le tube en U des gros ions constitués par l'assemblage de petits ions et de ces centres, elle est inexpliquée. J. Saphores.

Relations entre la loi de Faraday et la décharge à travers les gaz. — **A. Wehnelt** et **J. Franck** (*Ver. d. Deut. Phys. Ges.*, **12** (1910) 444-456). — Le passage de la décharge électrique à travers un gaz est-il accompagné d'un transport de matière? et de quelle manière? Cette question, abordée seulement qualitativement par Stark, restait encore ouverte. Les auteurs du présent travail y ont cherché une réponse, en utilisant ce fait qu'à une pression suffisamment basse, les charges négatives constituées par des électrons libres sont, pour ainsi dire, immatérielles, alors que les charges positives transportent des masses de l'ordre de grandeur des atomes : il en résulte un transport de matière unilatéral de l'anode vers la cathode, sous l'action du courant électrique, mais il est en général masqué par une diffusion gazeuse en sens inverse qui rétablit l'homogénéité du gaz. Les auteurs ont essayé de mettre en évidence une raréfaction du gaz au voisinage de l'anode, en gênant la diffusion en sens inverse au moyen d'obstacles : leur appareil est formé de deux parties séparées par un tube capillaire : l'une d'elles comprend 2 ballons de 18 litres communiquant ensemble et dans l'axe desquels est logée la cathode; l'autre est un tube contenant l'anode, et il communique avec un appareil particulier destiné à observer de rapides variations de pression; cette dernière partie a une capacité de 172 cm³. On réalise dans cet appareil une pression déterminée, et on y fait passer la décharge électrique. On note la pression p dans le compartiment anodique à l'instant t, le courant total J qui traverse le tube, et alors on a la relation suivante :

$$X = \frac{\Delta p \cdot T}{\frac{J}{a}\left(1 - e^{-\frac{t}{V_a T}}\right)}$$

dans laquelle :

V_a est le volume du compartiment anodique;

Δp est la différence de pression entre les compartiments anodique et cathodique à l'instant t à partir de l'ouverture du courant;

J est le courant total qui traverse le tube;

A une constante supérieure à l'unité, telle que $\frac{J}{a}$ soit la partie du courant due aux charges positives qui quittent le compartiment anodique.

X est la quantité de gaz transporté pendant 1 seconde par 1 ampère.

T est relatif à la diffusion à travers le tube capillaire, qui tend à équilibrer l'effet dû au courant, et indique la quantité de gaz transportée par seconde du compartiment cathodique vers l'anodique pour une différence de pression de 1 mm. de Hg.

Le coefficient T a été déterminé de deux manières : *a*) il a été calculé, en utilisant les résultats d'un travail de Knudsen[1]; *b*) il a été aussi obtenu expérimentalement en étudiant de quelle manière l'équilibre de pression se rétablit avec le temps entre les deux compartiments, lorsqu'une différence de pression initiale a été établie. Ces deux méthodes ont donné des nombres concordants.

Les résultats obtenus pour X sont alors les suivants : pour une anode en métal déterminé, on trouve que X est beaucoup plus grand quand l'anode est neuve que quand elle a déjà servi longtemps; et alors X devient constant et indépendant de la matière de l'anode. Les auteurs expli-

1. Knudsen, *Ann. d. Phys.*, **4** (1909) 28-75.

quent ce résultat en supposant qu'au début l'anode absorbe le gaz, mais qu'au bout d'un certain temps elle en est saturée. Ils prennent donc pour X les valeurs obtenues avec des anodes qui ont déjà fonctionné pendant longtemps.

Puis, en variant la pression initiale de leur appareil, ils ont observé que X, nul pour des pressions supérieures à 0,14 mm de Hg, croît quand la pression diminue, et tend vers une limite pratiquement atteinte pour 0,12 mm de Hg. Ils pensent qu'aux pressions élevées les électrons ne sont pas libres, mais entraînent des atomes, de sorte qu'un afflux de matière venant de la cathode compense la raréfaction produite dans le compartiment anodique. Lorsque la pression diminue, les électrons entraînent de moins en moins de matière, et la compensation ne se produit plus. Enfin ils ont observé que X est indépendant du courant total J.

Ils ont ainsi obtenu pour X une valeur moyenne de $27,65 \left(\frac{\text{volume} \times \text{pression}}{\text{ampères} \times \text{secondes}}\right)$; ce nombre exprime encore que pendant 1 seconde, 1 ampère fait sortir du compartiment anodique : $0,815.10^{18}$ molécules. D'autre part (en admettant pour la charge élémentaire $e = 4,69.10^{-10}$ et pour le nombre de molécules dans une molécule-gramme $n = 2,77.10^{19}$), la loi de Faraday exige qu'un ampère entraîne $3,2.10^{18}$ molécules. Par conséquent, si on admet ici que la charge accompagnant une molécule est celle que l'on déduit de la loi de Faraday, il s'ensuit que l'on doit prendre pour a le nombre 3,95; autrement dit, que les 3/4 des ions apparaissent dans le compartiment cathodique.

Enfin les auteurs décrivent une expérience préliminaire montrant que cette ionisation se produit au voisinage immédiat de l'anode et non pas au sein du gaz avoisinant.

J. Danysz.

Sur la dimension des éléments matériels projetés par les cathodes des tubes à vide. — Houllevigue (*C. R.*, **150** (1910) 1257-1258). — Les dimensions des particules des projections cathodiques ont été obtenues en étudiant la conductibilité électrique des dépôts ionoplastiques; la conductibilité ne s'établit qu'à partir d'une certaine épaisseur de la couche métallique, ce qui permet de penser que le dépôt se fait par grains séparés, la résistance demeurant infinie tant que les grains ne forment pas une ligne conductrice entre les prises de courant. L'auteur calcule le diamètre des particules projetées, en supposant un dépôt uniforme de particules sphériques, en fonction de l'épaisseur du dépôt, du temps au bout duquel les particules se touchent et du temps pendant lequel on laisse ce dépôt s'effectuer; cette valeur est de l'ordre de $20\mu\mu$; il semble que ces particules projetées ne diffèrent pas essentiellement de granules de métaux collodaux.

G. Dany.

Conduction de l'électricité dans le vide extrême. — J.-D. Lilienfeld (*Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 673-758). — M. Lilienfeld a déterminé la forme des caractéristiques (courbes $i = f(V)$, i étant la densité de courant, V la différence de potentiel aux bornes), pour des tubes à cathode de Wehnelt, dans lesquels le vide a été poussé aussi loin que possible au moyen de pompes Gaede et Reesen, et de charbon de noix de coco plongé dans l'air liquide. Il a mesuré également à l'aide de sondes le potentiel aux différents points du tube.

Dans les vides les plus élevés la caractéristique se compose de deux parties. Dans la première, V augmente comme $i^{\frac{1}{2}}$, dans la deuxième comme $i^{\frac{1}{3}}$.

On a donc au-dessus d'une densité de courant limite :

$$i = \varkappa V^2$$

$\varkappa$ étant un facteur indépendant de la forme du tube.

La forme des caractéristiques ne varie pas quand on plonge le charbon dans l'air liquide (— 185°) ou solide (— 220°). L'auteur en conclut qu'à partir d'une certaine densité maxima du gaz, les phénomènes de décharge sont indépendants du degré de vide, et de la matière présente dans le tube.

La distribution des potentiels entre la cathode et l'anode se fait comme il suit : à la cathode la chute de potentiel est faible (quelques volts) et sensiblement indépendante du degré de vide. Puis le gradient du potentiel augmente, sa distribution devient bientôt linéaire et reste telle jusqu'à l'anode, à condition que la section du tube soit constante. C'est ce que l'auteur exprime en disant qu'il existe une colonne positive dans les vides extrêmes. Ce dernier fait montre que l'énergie électrique ne peut pas être dépensée tout entière à accélérer les électrons, car alors le gradient du potentiel devrait diminuer dans la direction de l'anode. Les électrons subissent donc dans le vide extrême un frottement visqueux : leur libre parcours est très inférieur à celui qu'on pourrait calculer d'après le degré de vide.

On peut retrouver théoriquement la loi $i = \varkappa V^2$ en admettant qu'il existe un afflux positif en sens inverse du courant d'électrons, le nombre des centres positifs étant proportionnel à celui des centres négatifs et, à partir d'un certain vide, indépendant de la pression du gaz, c'est-à-dire de la quantité de matière présente dans le tube. L'auteur en déduit l'existence probable de centres positifs indépendants de la matière, d'électrons positifs (?)

On sait que M. Lilienfeld a déjà publié sur les électrons positifs des expériences contestées par Gehrcke et Reichenheim, Bestelmeyer et Marsh.

E. Bauer.

L'ionisation totale produite dans différents gaz par les rayons β secondaires des rayons X. — R. D. Kleeman (*Proc. Roy. Soc.*, A. **84** (1910) 16-25). — Les expériences exposées dans cette communication font suite aux travaux que l'auteur a déjà publiés sur l'ionisation totale due aux rayons β de l'uranium et de l'actinium; l'agent d'ionisation maintenant étudié consiste dans les rayons secondaires des rayons X. L'appareil employé est une chambre d'ionisation portant deux fenêtres en regard l'une de l'autre, l'une en papier de soie, l'autre en aluminium. On peut amener en face de celle d'aluminium, et à l'intérieur de la chambre, un obturateur portant lui-même 2 fenêtres en carton recouvertes chacune d'une feuille d'or sur une face différente. Les rayons X sont produits dehors, de façon à traverser les deux fenêtres de la chambre d'ionisation; suivant qu'on amène sur leur trajet l'une ou l'autre des deux fenêtres de l'obturateur, l'ionisation produite dans la chambre est due soit aux rayons X seuls, soit aux rayons X et en plus aux rayons secondaires qu'ils produisent en traversant la feuille d'or, lorsque celle-ci fait face à l'intérieur de la chambre. Cette chambre peut être remplie du gaz que l'on veut étudier au moyen d'un procédé antérieurement décrit[1]. Elle est portée à un potentiel voulu, alors qu'une électrode centrale peut être réunie à un électromètre. Afin de rendre les mesures comparables, et éliminer les erreurs pouvant venir des variations de l'intensité des rayons X, on envoie une partie de ceux-ci dans un condensateur à plateaux parallèles, dont une électrode est isolée, l'autre portée à un potentiel convenable.

On compare alors les charges électriques qui sont appa-

1. *Proc. Roy. Soc.*, A 83 (1910) 550.

rues sur l'électrode centrale de la 1re chambre et le plateau isolé du condensateur, lorsque les rayons X ont passé pendant un temps convenable, en mettant successivement ces électrodes isolées en communication avec un électromètre. Les rapports des deux déviations de l'électromètre ainsi obtenues donnent en unités arbitraires, mais constantes, l'ionisation de la chambre. On fait ainsi une mesure en amenant sur le trajet des rayons X celle des fenêtres de l'obturateur qui porte la feuille d'or du côté tourné vers l'extérieur de la chambre, et l'on a l'ionisation due aux rayons X seuls, les rayons secondaires formés par leur passage à travers la feuille d'or étant absorbés entièrement par le carton. On recommence avec la 2e fenêtre de l'obturateur, et l'on a alors l'ionisation totale due aux rayons secondaires (car ils sont très peu pénétrants et la chambre a des dimensions suffisantes pour les absorber) et aussi l'ionisation due aux rayons X primaires; en retranchant la 1re mesure de la 2e, on a l'ionisation totale due aux rayons secondaires. — En réalité, ceux-ci ne sont pas constitués seulement par des rayons β très peu pénétrants, mais aussi par des rayons γ pénétrants.

Pour avoir l'ionisation totale des rayons β, l'auteur construit la courbe de l'ionisation en fonction de la pression du gaz. Pour les gaz légers, ne contenant pas d'atomes plus lourds que l'oxygène, l'auteur trouve un accroissement de l'ionisation très petit quand la pression augmente. Pour les gaz dont la molécule contient du chlore, on obtient des droites légèrement inclinées. Enfin pour les gaz contenant de l'iode, la courbe ressemble à une courbe de saturation. Dans tous ces cas, l'auteur prend pour ionisation totale des rayons β l'ordonnée à l'origine, qu'il déduit de la courbe par extrapolation. Cette opération n'est douteuse que dans le cas des gaz très lourds, tels que ceux qui contiennent de l'iode. Les résultats sont réunis dans le tableau ci-dessous :

[illegible]	[illegible]	[illegible]
Air. . .	1.00	1.00
CO^2 . .	1,08	1,08
C^2H^4O	1,25	1,52
C^6H^{12}. .	1,51	1,55
C^6H^6. .	1,20	1,29
C^2H^5Cl.	1,55	1,52
$CHCl^3$.	1,74	1,29
C^2H^5I.	1,2	
CH^3I. .		

L'auteur y a reproduit les résultats correspondants obtenus par Bragg[1] pour les rayons α. On voit que ces ionisations totales, rapportées à celles de l'air, sont identiques. Considérons l'ionisation produite dans divers gaz, lorsque l'agent ionisant subit une perte d'énergie donnée; elle est égale au produit de l'ionisation moyenne par unité de longueur, par la longueur sur laquelle s'effectue cette perte d'énergie. Les expériences antérieures de l'auteur montrent que l'ionisation par unité de longueur due aux rayons β est indépendante de leur rapidité. D'autre part, le parcours des rayons α dans divers gaz est inversement proportionnel à la somme des racines carrées des poids atomiques des éléments composants. Il doit donc en être de même pour les rayons cathodiques secondaires des rayons X.

Enfin les résultats de ce travail relativement à l'ionisation totale semblent prouver que l'ionisation d'un atome exige une dépense d'énergie dépendant seulement de l'atome ionisé, et pas du tout de l'agent ionisant.

L'auteur termine par un résumé rapide des résultats obtenus jusqu'à présent au sujet de l'ionisation totale et de l'énergie nécessaire pour produire un ion; il rapporte les diverses valeurs proposées jusqu'à présent pour cette énergie. J. Danysz.

1. *Proc. Roy. Soc. of Sciences*, [illegible] octobre 1906.

Décharge par pointe dans l'air à des pressions supérieures à la pression atmosphérique. — O.-A. Gage *Phys. Rev.*, 30 (1910) 720. — La décharge avait lieu entre un fil et un cylindre concentrique à celui-ci, le fil était relié à un pôle d'une machine dont l'autre pôle était au sol, le cylindre était mis en relation avec une borne d'un galvanomètre dont l'autre borne était en communication avec le sol. L'ensemble, pointe et cylindre se trouvaient renfermés dans un récipient métallique étanche relié à un compresseur. Un voltmètre Kelvin permettait de lire la différence de potentiel.

La relation entre l'intensité du courant et le voltage suit bien la formule de Thomson $V = A\sqrt{I} + M$ pour les courants allant de 10 à 400 microampères; au-dessous de 10 microampères les résultats sont irréguliers; il semble que dans ce cas il soit préférable d'employer la formule de Warburg $V = AV\sqrt{I} + M$.

La pression a une influence très marquée sur la décharge par pointe, ceci est dû à ce que le potentiel minimum pour produire la décharge prend une valeur plus élevée, et à ce que les ions ont des mobilités plus faibles. A des pressions élevées il semble que les mobilités des deux ions aient des valeurs voisines l'une de l'autre, ce qui peut être attribué aux cortèges de molécules autour de l'électron.

Si on porte le voltage en abscisse et l'intensité en ordonnée, on obtient sensiblement une droite; l'inclinaison de ces droites est en raison inverse de la pression, soit que pour un courant donné les voltages correspondants varient comme la racine carrée des pressions, soit que le courant donné par une différence de potentiel constante varie en raison inverse de la pression.

Ces résultats ont lieu jusqu'à des pressions de 17 atmosphères; pour des pressions plus élevées, les courbes

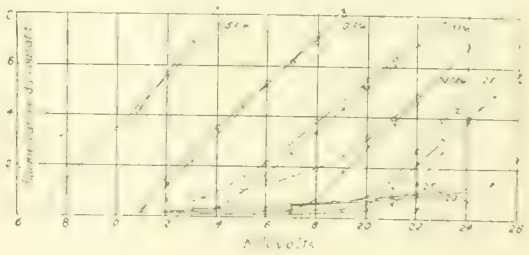


Fig. 1

donnant la relation entre le voltage et l'intensité ressemblent à celles que l'on obtient dans les phénomènes d'ionisation par collision. Les courbes tracées en traits pleins correspondent à la décharge positive, celles en lignes brisées à la décharge négative, L'auteur pense qu'il doit y avoir un agent ionisant présent, et que le champ électrique n'entre que pour peu de chose dans cette production. Ce qui semblerait confirmer cette manière de voir, c'est que des pressions de 60 à 70 atmosphères ne pouvaient empêcher la décharge produite sous 25 000 volts. Mais l'idée d'ionisation par collision est à rejeter. F. Sarrus.

La nature de l'étincelle de décharge aux très faibles distances. Elmer H. Williams *Phys. Rev.*,

31 (1910) 216-240). — Il est important, au point de vue théorique, de connaître la nature de la décharge électrique entre deux électrodes métalliques pour de faibles distances, de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière du sodium. Des recherches qu'il a effectuées sur ce sujet, l'auteur formule les conclusions suivantes :

1° Le potentiel de décharge est indépendant de la nature des électrodes.

2° Pour de très faibles distances la nature de la décharge est la même que pour des distances plus grandes.

3° Le potentiel de décharge pour une distance des électrodes égale à une longueur d'onde de la lumière du sodium est le même que pour une distance de cinq longueurs d'onde : dans ces deux cas ce potentiel est le potentiel minimum et a pour valeur 372 volts.

4° Lorsque la distance entre les électrodes est très faible, 5 λ ou moins, le parcours de la décharge n'a pas lieu suivant la plus courte distance.

5° L'ionisation du gaz entre les électrodes diminue le potentiel de décharge.

6° Le champ électrique dans un faisceau de lumière ultraviolette est, d'après la théorie ondulatoire, de 0,5 volt par cm; cependant le faisceau de lumière est capable de produire une action qui ne peut être obtenue avec une force électrostatique constante de 50×10^6 volts par cm. Ce résultat implique une modification de la théorie ondulatoire dans le sens de la théorie électro-magnétique de la lumière.

La nature du diélectrique influe sur le potentiel de décharge; la présence d'humidité diminue ce potentiel.

Pour de l'air sec le potentiel minimum a pour valeur 372 volts, que la distance des électrodes soit λ ou 5 λ.

G. Danne.

Effet de la décharge électrique sur la vapeur d'eau. — E. Jacot (*Roy. Soc. South Africa*, Cape Town, 20 juillet). — La décharge électrique produit la réduction de la vapeur; cette réduction établie par la décharge se poursuit indépendamment de cette décharge dans les tubes à électrodes métalliques. Dans les tubes sans électrodes, la pression finale du gaz dépend de la pression dans laquelle la vapeur d'eau a été initialement admise; la présence d'une coloration du verre par action chimique sous l'influence des rayons cathodiques a une influence sur la valeur de cette pression finale. G. Danne.

La cohésion diélectrique du néon. — E. Bouty (*C. R.*, **150** (1910) 149-150). — M. Bouty a déterminé la cohésion diélectrique du néon provenant du fractionnement d'un mélange gazeux riche en néon et contenant aussi de l'hélium et de l'air. La cohésion diélectrique du néon est très inférieure à celle de l'hélium, contrairement à ce qui pouvait être prévu par la considération des poids moléculaires respectifs de ces gaz. Une couche de néon de 57 cm d'épaisseur équivaut à une couche d'air de 1 cm au point de vue de l'obstacle opposé à la décharge; cette propriété du néon donne lieu à des phénomènes lumineux à la pression atmosphérique dans les différentes manipulations de ce gaz. G. Danne.

Sur la distribution du potentiel dans le voisinage de l'anode dans un tube Geissler muni d'une cathode Wehnelt. — S. Marsh. (*Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 520). — Dans un tube à vide évacué par exemple à 1/1000 de millimètre et muni d'une cathode Wehnelt (surface recouverte d'un oxyde métallique et chauffée au rouge par un courant) la décharge au voisinage de l'anode présente un aspect analogue à celui d'une cathode ordinaire : gaine lumineuse et espace sombre nettement limité du côté opposé à l'anode. Voici le schéma de l'un des trois appareils qui ont servi à l'auteur pour étudier ce phénomène.

C est la cathode, A une anode circulaire (diamètre de 5 à 50 mm.) en Al ou en Pt; la différence de potentiel entre C et A a été de l'ordre de 1000 à 2000 volts, et l'intensité du courant traversant le tube de 10 à 20 milliampères. S_1 et S_2 sont deux sondes mobiles, reliées à un électromètre; elles permettaient de mesurer en chaque point de la décharge la différence de potentiel entre ce point et l'anode. Le vide, de 1/1000 mm. et au-dessous, était généralement maintenu au moyen de charbon refroidi par l'air liquide.

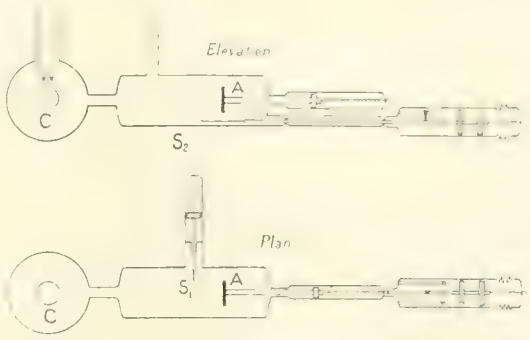


Fig. 1.

Avec un degré de vide convenable, on observe nettement à l'anode une gaine lumineuse bleue, entourée d'un espace sombre, dont l'épaisseur a varié entre 4 et 15 mm., suivant la forme de l'appareil. L'espace sombre apparaît à la même pression dans tous les gaz essayés (air, O, N, CO, H_2); il est défini le mieux dans l'oxygène. Avec un vide un peu plus avancé, la décharge prend le caractère d'un faisceau lumineux; en déviant ce faisceau avec un aimant, de façon à le rendre dissymétrique par rapport à l'anode, l'espace sombre se forme entre le bord du faisceau et l'anode.

Le spectre de la gaine anodique, dans le cas de l'air, s'est trouvé être identique au groupe négatif du spectre de bandes de l'azote (groupe disposé entièrement dans l'ultraviolet et dont l'existence est liée à l'ionisation par les rayons cathodiques).

La distribution du potentiel en fonction de la distance à l'anode a été très variable suivant les dimensions des appareils; elle dépend aussi de la nature du métal de l'anode. Dans le plus petit des trois appareils, la différence de potentiel entre l'anode et l'intérieur de l'espace sombre a atteint 500 volts; elle présentait la particularité d'augmenter jusqu'à un maximum à mesure qu'on s'éloignait de l'anode. Dans les deux autres appareils, les sauts de potentiel à l'anode ont été plus faibles, souvent même ils ne dépassaient pas la chute normale à l'anode. Ainsi, pour un tube rempli d'oxyde de carbone, avec une anode de platine, la chute n'a été que de 11 à 20 volts.

L'espace sombre n'est pas l'espace de Faraday qui serait reculé jusqu'à l'anode, car celui-ci n'est pas limité nettement du côté de la cathode; il n'est non plus analogue à ce qu'on observe dans le cas d'une pointe chargée positivement, car la chute de potentiel devrait alors être de l'ordre de 500 volts; on doit également rejeter l'idée d'en rendre compte au moyen d'électrons positifs. En remarquant que l'épaisseur de l'espace sombre est du même ordre de grandeur que le libre parcours des molécules ou ions positifs du gaz à la pression employée, l'auteur s'en expli-

que l'apparition de la façon suivante. Les rayons cathodiques qui entrent dans la partie centrale de l'appareil ont une vitesse faible, de l'ordre de 0,01 cm. La chute de potentiel auprès de l'anode leur communique une vitesse plus grande et ils ionisent le gaz adjacent à l'anode. Les ions positifs formés, ayant traversé une distance égale à leur libre parcours, se recombinent aux électrons négatifs arrivant de la cathode et forment ainsi la couche lumineuse qui limite l'espace sombre du côté de la cathode. Dans l'intervalle entre cette limite et l'anode, les électrons possèdent une énergie diminuée et n'exercent pas d'effet ionisant; c'est précisément cet endroit qui constitue l'espace sombre anodique. L. Kolowrat.

Chute cathodique dans l'argon avec cathode de potassium; diminution de la chute par effet photo électrique. — G. Gehlhoff (*Verh. d. deut. phys. Ges.*, 12 (1910) 411-415). — L'auteur a relaté sur une cathode de potassium dans l'argon les expériences effectuées en collaboration avec Dember sur l'alliage potassium-sodium dans une atmosphère d'hydrogène.

A chute cathodique normale, l'éclairage par l'arc au mercure sous quartz fait passer la chute cathodique de 64 volts à 58,5 volts. En même temps l'intensité du courant passe de 0,9 à $1,2.10^{-5}$ ampère.

Si l'on intercale une lame de verre de 2 mm., la chute cathodique passe de 64 volts à 47 volts.

A chute cathodique anormale, l'éclairage a un effet contraire : la chute augmente de 8 à 10 volts, le courant diminue très peu.

Tous ces effets sont parfaitement réguliers, tant que la surface de la cathode reste propre.

Une cathode de cuivre dans l'hydrogène n'a rien donné sous l'action de la lumière visible ni de la lumière ultra-violette. Léon Bloch.

Mesures électriques et optiques dans un tube à vide rempli de vapeurs de potassium ou de sodium. — **G. Gehlhoff** et **K. Rottgardt** (*Verh. d. deut. phys. Ges.*, 12 (1910) 492-505). — Les auteurs ont fait passer la décharge électrique dans un tube à vide rempli de vapeurs de K ou Na; ils ont mesuré le potentiel de décharge et la chute de potentiel cathodique (grâce à une 3e électrode dont le tube était muni) à des températures différentes. La température croissant, ils ont observé une diminution de ces deux potentiels, jusqu'à un minimum atteint vers 120°, suivi d'une augmentation rapide : le phénomène est d'ailleurs irréversible; car, si alors on ramène la température à la valeur primitive, la décharge ne passe plus du tout. Cet effet s'explique en admettant qu'au début il y a dégagement des gaz occlus et accroissement de la pression de la vapeur métallique, puis tous ces gaz sont absorbés par le métal alcalin et il en résulte une grande raréfaction; ils ne se dégagent plus lorsque la température est diminuée, et la charge ne peut plus passer. Quant aux phénomènes optiques, les auteurs ont trouvé que les diverses portions lumineuses de la décharge se partagent les raies des deux métaux alcalins d'une manière qui dépend de la température. J. Danysz.

Sur la fatigue photo électrique du zinc. — **H. S. Allen** (*Ann. d. Phys.*, 32 (1910) 1111). — Note préliminaire, publiée à propos d'un travail récent de Ullmann (v. *Le Radium*, 7 (1910) 215). L'auteur nie avoir attribué la « fatigue photo-électrique » à un effet direct de la lumière; il a constaté au contraire qu'elle se produisait aussi bien dans l'obscurité. De plus, il trouve que la fatigue ne varie pas avec l'intensité du champ électrique; par contre, elle dépend des dimensions du récipient où se trouve la lame de zinc chargée. D'accord avec MM. Hallwachs et Ullmann, l'auteur pense que la cause primaire de la fatigue est l'action d'une substance qui se trouve dans l'air en quantité minime et qui peut être l'ozone ou la vapeur d'eau. L. Kolowrat.

Sur l'effet photo-électrique du zinc dans l'hexane. — **G. Jaffé** (*Phys. Zeitsch.*, 11 (1910) 571). — Guidé par l'analogie des propriétés entre l'hexane pur et un gaz très dense, M. Jaffé a pensé pouvoir mettre en évidence des courants photo-électriques dans l'hexane à l'aide d'un montage identique à celui qui sert à mettre en évidence les courants photo-électriques dans l'air. On a corrigé approximativement les résultats de l'effet de fatigue du zinc.

Les courants photo-électriques sont très faibles dans l'hexane. En tenant compte des différences d'absorption de la lumière ultra-violette dans l'hexane et dans l'air, les effets observés par M. Jaffé sont environ le 1/1000 de ceux qu'on observe dans l'air. Étant donnée la petitesse de ces effets, il aurait été désirable d'avoir la preuve directe qu'ils ne sont pas dus à un effet Hertz parasite.

Avec l'hexane, le courant photo-électrique augmente constamment quand le voltage augmente. Cet effet est même plus marqué qu'avec l'air. De plus, les courants recueillis ne dépendent pas seulement du champ efficace; il y a aussi une augmentation, petite il est vrai, avec le voltage, ce qui semble impliquer un léger effet de volume venant s'ajouter à l'effet de surface.

Incidemment M. Jaffé a constaté que l'allure de la fatigue photo-électrique dépend de la couche absorbante que la lumière a dû traverser avant d'atteindre la chambre d'ionisation. Ceci confirme les résultats de E. Schweidler et E. Bloch sur la dépendance qui existe entre la fatigue et la longueur d'onde.

M. Jaffé, comparant le résultat que donne l'hexane avec la lumière ultra-violette et avec le radium, estime que l'ionisation relative de l'hexane (comparée à celle de l'air) augmente avec la vitesse des rayons ionisants : ainsi s'expliquerait l'accroissement des effets avec le voltage, par une accélération des corpuscules sous l'action du champ.

L'auteur signale aussi le fait que, dans l'air, il faut un certain temps pour que le courant photo-électrique atteigne son état de régime lorsqu'on modifie l'intensité ou la composition de la lumière efficace. Léon Bloch.

Observation sur l'effet Doppler des rayons canaux de l'hydrogène. — **B. Strasser** (*Ann. d. Phys.*, IV-31 (1910) 890-918). — L'intensité de la raie au repos et de la raie déplacée dans l'effet Doppler des rayons canaux de l'hydrogène dépend du degré de pureté du gaz. Plus le gaz est pur, plus la raie au repos disparaît en comparaison de la raie déplacée, de sorte que dans un gaz très pur on n'aperçoit plus guère que cette dernière.

Si l'on ajoute à l'hydrogène des quantités déterminées d'un autre gaz, l'intensité de la raie au repos augmente avec la quantité d'impureté, tandis que l'intensité de la raie déplacée diminue. Quand l'hydrogène est très impur, le minimum d'intensité n'est plus perceptible, la raie déplacée se raccorde immédiatement à la raie au repos.

Les gaz ajoutés à l'hydrogène modifient d'autant plus, à volume égal, la répartition de l'intensité entre la raie au repos et la raie déplacée que leur poids atomique est plus fort.

Un effet analogue à celui des gaz étrangers est produit par des particules métalliques émanées par pulvérisation des électrodes, surtout à l'avant de la cathode. Quand la pulvéri-

sation cathodique diminue avec le temps, la raie déplacée et le minimum d'intensité reparaissent.

Dans le spectre des rayons canaux, immédiatement derrière la cathode on voit les raies de l'hydrogène et du gaz mélangé. Dans le parcours ultérieur des rayons canaux les raies étrangères disparaissent de plus en plus devant les raies de l'hydrogène.

L'accroissement de vitesse des rayons canaux sous l'action d'un champ électrique peut être observé sur l'effet Doppler. L'observation conduit à une limite supérieure de la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons canaux de l'hydrogène; $\frac{e}{m} = 10^4$.

Au début de la première couche cathodique il n'y a guère *qu'une seule vitesse* commune à tous les rayons canaux. Quand on s'approche de la cathode, on voit apparaître des vitesses plus grandes. La bande de Doppler est beaucoup moins lumineuse dans la première couche cathodique qu'à l'arrière de la cathode. Léon Brou.

Sur le spectre des rayons canaux. — **B. Strasser** (*Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 1107). — Dans un tube contenant un gaz tel que l'hydrogène et traversé par des rayons canaux, on observe toujours le spectre de ce gaz et l'on pense qu'il est émis par les particules (ions positifs du gaz) qui constituent le rayonnement; mais certains indices (fournis par l'observation de l'effet Doppler dans un tube semblable) permettent de supposer que les molécules du gaz traversé, frappées par les particules, émettent elles aussi un spectre. Pour le vérifier, l'auteur produisait les rayons canaux dans l'hydrogène et les faisait pénétrer ensuite dans un espace contenant de l'air; si la supposition ci-dessus est exacte, on doit observer dans cet espace les spectres des deux gaz à la fois. La difficulté expérimentale consiste en ce qu'on ne sait pas faire traverser aux rayons canaux une paroi solide; elle a été tournée grâce au dispositif suivant (dont le principe a été donné par W. Wien; v. *Le Radium*, **7** (1910) 112).

L'hydrogène, débité constamment par le tube H, traverse l'espace E et le tube C; puis il est en partie absorbé par

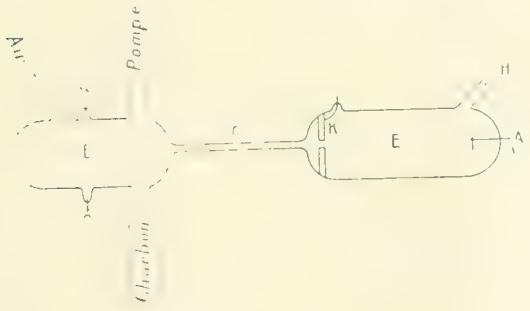


Fig. 1.

du charbon refroidi, en partie enlevé par une pompe Gaede. D'autre part, l'air entrant à gauche est également absorbé par le charbon avant d'avoir eu le temps de pénétrer dans C. On règle les deux débits de façon à avoir à peu près la même pression en B et en E. Tant que le charbon n'est pas saturé, on n'observe que les raies de l'H dans la partie E et dans le commencement de C; à mesure qu'on s'avance dans le tube C, les raies de l'azote deviennent de plus en plus visibles, et atteignent un maximum dans la partie droite de l'espace B. Le phénomène a pu également être photographié, en projetant l'image du faisceau formé par les rayons canaux sur la fente d'un spectrographe; sur le négatif obtenu, on compare, pour les différents points du faisceau, le noircissement relatif produit par une raie de l'H et une raie de l'azote; le résultat a été analogue au précédent. Il est donc confirmé que les rayons canaux qui traversent un gaz provoquent l'émission de son spectre.

L. Kolowrat.

Rayons d'électricité positive. — **E. Gehrcke** (*Zeitsch. f. Elektrochemie*, **16** (1910) 581). — L'auteur insiste surtout sur les applications des découvertes récentes touchant les rayons canaux et anodiques aux phénomènes solaires. D'après lui les protubérances solaires se comportent exactement comme si elles étaient constituées de rayons positifs. Le spectre de l'hydrogène présent dans les protubérances se compose exclusivement de la série de raies Hα, Hβ, Hγ, etc., qui appartient aussi aux rayons canaux de l'hydrogène. Les raies H et K du calcium qui existent dans les protubérances sont d'après Reichenheim particulièrement intenses dans le spectre des rayons anodiques du calcium, alors qu'un grand nombre des raies d'arc du calcium sont simultanément absentes des deux spectres (protubérances et rayons anodiques). Quand une protubérance s'est détachée du soleil, à l'endroit où elle s'est formée il apparaît une tache qui, d'après les travaux de Hale, se comporte comme un tourbillon d'électricité négative; ceci est bien d'accord avec la conception que la protubérance porte avec elle une charge positive. Les taches solaires seraient donc des cathodes secondaires à la surface du soleil, et ceci s'accorde bien avec l'observation de Perrine qui en 1901 a vu la couronne réduite à un seul rayon coronal issu d'une tache solaire. M. Gehrcke estime que couronne et protubérances représentent les rayons négatifs et les rayons positifs qui accompagnent les décharges électriques à la surface du soleil. Cet astre serait, à cause de sa haute température, le siège d'une émission cathodique intense, et l'activité solaire serait essentiellement de nature électrique. Etant donnée la raréfaction de l'atmosphère solaire, les orages électriques, au lieu d'y prendre la forme qu'ils présentent sur terre, prendraient l'aspect des décharges que nous réalisons dans les tubes à vide. Les protubérances correspondraient à la partie positive de la décharge, et cette hypothèse a pour elle le fait que le spectre des protubérances varie avec la hauteur et que les divers éléments s'y rencontrent à des hauteurs qui sont en rapport avec le parcours de leurs ions positifs. Léon Brou.

Spectre magnétique et effet Doppler des rayons canaux. — **E. Gehrcke** et **D. Reichenheim** (*Verh. d. deut. phys. Ges.*, **12** (1910) 414-419). — J. J. Thomson a trouvé que les rayons canaux des différents gaz sont tous constitués par des particules de deux espèces; pour l'une le rapport $\frac{e}{m}$ est 10^4; pour l'autre, il est 5.10^5. Dans l'hélium seul on trouve une troisième sorte de particules positives, pour laquelle $\frac{e}{m} = 2,5.10^5$. J. J. Thomson interprète ces résultats en disant que les trois sortes de rayons canaux sont constitués par des atomes d'hydrogène, des molécules d'hydrogène et des atomes d'hélium.

Les auteurs ont cherché s'il était vraiment impossible d'obtenir des rayons canaux transportés par des ions d'autres gaz.

Ils ont opéré sur un tube à vide de grandes dimensions, avec cathode de Wehnelt et écran de 6 millimètres pour l'observation des rayons canaux. Ces derniers sont déviés assez près de l'écran par un champ magnétique court et intense.

Lorsque le tube contient de l'air, la tache de fluorescence

comprend, outre le faisceau non dévié et les deux faisceaux signalés par J. J. Thomson, un troisième faisceau beaucoup moins dévié dont l'écart correspond tout à fait à ce que donneraient des *atomes d'oxygène*. L'éclat relatif de ce troisième faisceau augmente quand on opère sur de l'air humide, il diminue avec le temps; quand on emploie de l'hydrogène pur, le troisième faisceau n'existe pas.

Certaines observations ont paru indiquer l'existence d'un quatrième faisceau, encore moins dévié, qui correspondrait aux atomes de mercure.

Dans l'hélium, on a observé, comme l'avait fait J. J. Thomson, l'existence d'un faisceau propre à ce gaz. Dans l'azote et l'argon, on a pu établir avec certitude l'existence de faisceaux analogues.

Paschen a signalé dans l'effet Doppler des rayons canaux de l'hydrogène la présence de deux faisceaux dont les écarts sont dans le rapport 1 : 1,4. Il est extrêmement probable que ces deux faisceaux coïncident avec ceux qui sont décelés par déviation magnétique (atomes d'hydrogène et molécules d'hydrogène). Léon Bloch.

Sur la notion de température dans l'émission lumineuse des rayons canaux. — J. Koenigsberger (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910), 579). — Il s'agit de savoir si les lois de Kirchhoff qui relient l'intensité lumineuse à la température sont valables dans le cas des rayons canaux. Tout d'abord, il résulte d'expériences faites par l'auteur, en collaboration avec Kutschewsky, que l'émission lumineuse peut se produire en dehors de tout champ électrique et être due exclusivement à des particules neutres. En effet, si l'on dévie par le champ magnétique la partie chargée du faisceau des rayons canaux de l'hydrogène, on observe que la trajectoire déviée reste obscure, tant que la pression est inférieure à 0,02 mm. Il n'y a de visible qu'une faible luminescence partant tangentiellement à la trajection, et qui est produite par les particules neutralisées. La partie non déviable des rayons canaux est lumineuse quand la pression n'est pas trop faible. Dans la vapeur de mercure, le faisceau des rayons canaux ne possède pas de partie déviable, ainsi que l'a déjà signalé Wien. Pourtant, sitôt que la pression partielle de la vapeur de mercure dépasse 0,002 mm, la luminosité se produit. Des expériences de déviation électrique et magnétique ont montré que les particules lumineuses sont non pas difficilement déviables, mais rigoureusement insensibles à l'action du champ.

Ces rayons canaux neutres sont néanmoins capables d'exciter fortement la fluorescence de la willémite et du verre. Les auteurs pensent avec Lenard que l'émission des raies spectrales, et également celle des bandes, n'est pas due primitivement à des particules chargées, mais seulement au choc de particules neutres animées de très grandes vitesses.

M. Koenigsberger a cherché à estimer par les variations de phosphorescence ou de luminosité le « parcours » des rayons canaux neutres ou chargés. Ce parcours n'est pas une grandeur aussi nettement définie que pour les rayons α. Toutefois, on peut établir que le parcours des rayons neutres est beaucoup plus petit que celui des rayons chargés.

Dans les conditions usuelles, on a vérifié le résultat indiqué par J. J. Thomson, savoir la prédominance dans tous les gaz des rayons canaux de l'hydrogène avec un rapport $\frac{e}{m}$ voisin de 10^4. Mais avec les gaz très bien desséchés, surtout avec la vapeur de mercure, on n'a pu retrouver le faisceau caractéristique de rayons déviables.

L'auteur pense que l'émission lumineuse qui accompagne les rayons canaux peut s'expliquer par des considérations cinétiques qui ne font intervenir ni l'ionisation ni la recombinaison. Toutefois, il semble peu probable que l'on puisse appliquer dans ce domaine les lois du rayonnement fondées sur la notion usuelle de température.

Léon Bloch.

Sur les charges des fumées du phosphore. — K. Przibram (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910), 650-655). — Ce mémoire se rattache au mémoire de F. Ehrenhaft[1]. L'auteur a mesuré la charge e et le rayon r pour les particules contenues dans les fumées du phosphore. Il a dressé une courbe statistique représentant les valeurs de e qui se reproduisent le plus souvent. Ces valeurs semblent secondenser à intervalles réguliers, mais l'amplitude de l'intervalle varie d'une série d'expériences à l'autre (de 3 à 6×10^{-10}). Les conclusions générales de F. Ehrenhaft sont confirmées. Léon Bloch.

Ionisation positive par le phosphate d'aluminium chauffé. — A.-E. Garret (*Phys. Soc.*, (1910); *Chem. News*, **101** (1910), 29). — J. J. Thomson a montré en 1907 que parmi les sels, chlorures, phosphates et nitrates, qui donnent quand on les chauffe un excès d'ions positifs, le phosphate d'alumine possède à un plus haut point cette propriété. Ce corps étant très stable, on ne pouvait expliquer ce phénomène par le résultat d'une transformation chimique, comme cela pourrait avoir lieu pour les corps instables. L'auteur a étudié les propriétés ionisantes de ce composé au moyen d'un appareil dans lequel le phosphate d'alumine pouvait être porté à des températures comprises entre 900° et 1500° C et où on pouvait réduire la pression. Ce sel était placé sur une lame de platine voisine d'une autre électrode entre lesquelles on avait le courant de saturation; ce courant était mesuré par un galvanomètre sensible. Le courant était d'abord irrégulier pendant la première demi-heure qui suivait l'établissement du champ; cette irrégularité était due à l'eau présente dans le sel; pendant deux heures ce courant semblait être considérablement influencé par le gaz environnant. Finalement le courant obtenu dépendait presque complètement du sel lui-même; dans des conditions déterminées de température et de pression, ce courant après cinq à six heures de chauffe demeurait constant; on peut cependant avoir un accroissement temporaire si on humidifie le sel ou si on fait passer une décharge dans le tube pendant une demi-minute. Si le sel est isolé et chauffé pendant quelque temps, on obtient un courant particulièrement intense à l'établissement du champ; cet effet croît avec le temps jusqu'à 10 minutes de chauffe; après quoi il n'y a plus d'accroissement du courant initial.

Le courant étant constant, l'auteur a trouvé qu'à chaque température il y a une valeur de la pression correspondant au maximum du courant, cette pression étant d'autant plus basse que la température est plus élevée. Si on maintient la pression constante on trouve que la relation entre la production d'ions positifs et la température absolue peut être représentée par la formule de Richardson $N \sim T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varphi}{T}}$.

A une pression de 0,01 mm il y a des ions positifs qui sont projetés avec une vitesse de 10^6 cm par sec; d'autres expériences ont montré qu'à de très basses pressions les ions soumis à des champs électrostatiques faibles se mouvaient avec une grande vitesse, ce qui a fait songer à l'emploi de cette substance comme redresseur de courants alternatifs. L'application de la méthode de Thomson pour la détermination de e/m conduit pour la masse du plus petit ion positif à une valeur comparable à celle de l'atome d'hydrogène.

1. V. *Le Radium*, même fascicule, page 319.

L'auteur conclut que l'un des produits résultant de la chauffe du phosphate d'aluminium est constitué par des doublets qui se séparent ensuite en ions négatifs et positifs. G. Dannne.

Ionisation par pulvérisation des liquides. — **L. Bloch** (*C. R.*, **150** (1910) 967-969). — L'auteur a recherché si la pulvérisation des liquides en très fines gouttelettes donnait lieu à des effets d'ionisation comparables à ceux que donne le barbotage. L'emploi du pulvérisateur Gouy permet d'éviter l'ionisation par écrasement de gouttes d'eau, ou effet Lénard, étudié spécialement par Elster et Geitel. Les effets d'ionisation sont très nets avec un grand nombre de liquides et sont du même ordre de grandeur pour les ions des deux signes; ces effets augmentent avec la pression de l'air dans le pulvérisateur, beaucoup plus vite que le débit. L'étude de différents liquides permet de conclure que *les liquides actifs par barbotage sont seuls actifs par pulvérisation*. Ces résultats confirment l'hypothèse de l'auteur relative à l'origine de la conductibilité accompagnant la détente des gaz[1]. G. Dannne.

Absorption de l'électricité de l'air par des gouttes d'eau tombantes. — **A. Schmauss** (*Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 817-882). — Réponse au travail de Seeliger. D'après l'auteur les effets observés dépendent de la nature de l'eau; l'eau distillée absorberait des charges négatives, une solution de NaCl et probablement aussi l'eau de source qui a servi à M. Seeliger absorberaient des ions positifs.

E. Bauer.

Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte. — **Gouy.** (*C. R.*, **105** (1910) 1652-1655, et *Soc. Fr. Phys.*, 18 Février 1910.) — On admet généralement que, lorsqu'on électrise un électrolyte, les ions forment une charge superficielle. Cette idée conduit pourtant à des contradictions singulières : ainsi on voit aisément qu'une petite charge ne fait pas varier la concentration à l'intérieur, ce qui est paradoxal, puisque les ions accumulés à la surface sont soustraits à la masse liquide.

Un examen plus attentif montre que les ions doivent être soumis, en outre des forces électriques qui tendent à les accumuler à la surface, à la pression osmotique qui tend à rétablir l'homogénéité. L'état d'équilibre qui se réalise ainsi est tel que la densité électrique en volume possède à la surface une valeur finie, et s'annule asymptotiquement lorsqu'on s'enfonce dans l'électrolyte.

Les formules sont surtout très simples quand la charge ne dépasse pas 10 unités électrostatiques par centimètre carré. La charge consiste alors en une légère condensation des ions d'un certain signe et une raréfaction des ions de signe opposé, qui sont telles que la compensation se fait quant au nombres des ions, et que la masse intérieure n'est pas appauvrie.

Le *centre de gravité* de la charge est à une distance de la surface qui vaut 0μ,001 pour une solution décinormale, 0μ,01 pour une solution millinormale, et 1μ pour l'eau pure.

Lorsqu'au contraire, la charge est considérable, comme dans les phénomènes de polarisation des électrodes, la charge est, pour la moyenne partie, au voisinage immédiat de la surface. G. Danne.

1. L. Bloch, *C. R.*, **143** (1906) 1226.

Atomistique

Diamètres moléculaires. — **William Sutherland** (*Phil. Mag.*, VI-**19** (1910) 25-26). — Nouveau calcul des diamètres moléculaires en admettant pour le nombre de molécules par centimètre cube de gaz dans les conditions normales N, la valeur indiquée par Rutherford $2{,}77.10^{19}$, d'après ses expériences sur les rayons α, au lieu de 4.10^{19} primitivement adoptée par l'auteur. Comme le produit $N\sigma^2$ doit être constant (proportionnel au chemin moyen) on est conduit à multiplier les valeurs primitives de σ par $\sqrt{4 : 2{,}77}$. Les valeurs de $10^8 \cdot \sigma$ déduites alors de la théorie de M. Sutherland sur les forces de cohésion sont alors :

H_2	He	CO	C_2H_4	N_2	Ar
2.17	1.92	2.74	3.51	2.95	2.86
NO	O_2	A	CO_2	N_2O	Cl_2
2.59	2.71	2.65	2.91	3.33	3.76

L. Dunoyer.

Sur la nature des forces d'attraction entre les atomes et les molécules. — **R. D. Kleeman** (*Phil. Mag.*, VI-**19** (1910) 785-809). — A la suite de calculs théoriques assez compliqués et de mesures faites sur les tensions superficielles d'un grand nombre de liquides, l'auteur parvient à montrer que la force attractive qui s'exerce entre deux molécules est approximativement égale à

$$\frac{k}{Z^5}(\Sigma\sqrt{m})^2$$

K étant une constante absolue (2.10^{-46} cm. gr. sec^{-2}), Z la distance des molécules et $(\Sigma\sqrt{m})^2$ le carré de la somme des racines carrées des atomes d'une molécule.

Si on compare cette force d'attraction chimique à celle due à la gravitation, on trouve que pour des distances inférieures à 100 cm. l'attraction chimique devrait être supérieure à l'attraction newtonienne.

Ce résultat est en contradiction évidente avec les expériences effectuées à ces distances et montre que, lorsque la distance croît, la force d'attraction entre molécules doit décroître beaucoup plus rapidement que Z^5.

La loi établie n'est vraisemblablement applicable qu'à des distances de l'ordre de celles qui séparent les molécules d'un liquide.

Les conséquences qu'on en peut déduire concernant les phénomènes de diffusion dans les gaz sont assez bien vérifiées expérimentalement. J. Saphores.

Sur le rayon de la sphère d'action d'une molécule. — **R. D. Kleeman** (*Phil. Mag.*, VI-**19** (1910) 810). — L'auteur déduit une formule qui donne le rayon d'activité moléculaire de Laplace en fonction de grandeurs directement mesurables.

Ce rayon doit être du même ordre que le diamètre d'une molécule, si l'on admet une loi d'attraction en raison inverse de la cinquième puissance; pour que deux molécules ne s'influencent pas, leurs centres doivent donc être à une distance au moins égale au diamètre σ de la sphère d'action moléculaire. Supposons une masse de liquide séparée en deux parties A et B par un plan P, et calculons le travail nécessaire pour soustraire la partie B aux actions moléculaires de la partie A. Imaginons dans la partie B une couche

d'épaisseur dx parallèle à P et à une distance x de P; soit $dx\,\varphi(x)$ la force exercée par la partie A sur l'unité de surface de cette couche. Le travail dépensé en transportant la couche de l'endroit où elle se trouve à un endroit où l'attraction de A n'est plus sensible, c'est-à-dire à la distance c, sera, par unité de surface :

$$dx \int_x^c \varphi(x)\,dx$$

et le travail nécessaire pour emporter toute la partie B :

$$\int_0^c dx \int_x^c \varphi(x)\,dx$$

ou bien, en intégrant par parties :

$$\left[x \int_x^c \varphi(x)\,dx\right]_0^c - \int_0^c x\,\varphi(x)\,dx = \int_0^c \frac{d}{dx}\left(\int_x^c \varphi(x)\,dx\right) = \int_0^c x\,\varphi(x)\,dx$$

le terme fini s'annulant aux limites. D'autre part, ce même travail consiste à former deux nouvelles unités de surface, il est donc égal à deux fois la tension superficielle λ du liquide; ainsi :

$$2\lambda = \int_0^c \varphi(x)\,dx \qquad 2\frac{d\lambda}{dt} = c\,\varphi(c)$$

Calculons maintenant le travail dépensé pour vaporiser une couche infiniment mince. Pour enlever une couche de la surface on dépensera, d'après ce qui précède :

$$dt \int_0^c \varphi(x)\,dx,$$

et on trouve que le même travail sera nécessaire pour transporter jusqu'à la surface une couche qui serait à une profondeur c; la somme des deux expressions est la chaleur latente intérieure relative à un volume dt; si L est la chaleur latente intérieure par unité de masse, et ρ la densité du liquide, on aura donc :

$$L\rho = 2\int_0^c \varphi(x)\,dx \qquad \frac{d(L\rho)}{dt} = 2\,\varphi(c)$$

En éliminant $\varphi(c)$, on obtient :

$$c = 4\,\frac{\dfrac{d\lambda}{dt}}{\dfrac{d(L\rho)}{dt}}$$

et puisque c est fonction de la température t seule :

$$c = 4\,\frac{\dfrac{d\lambda}{dt}}{\dfrac{d(L\rho)}{dt}}$$

L'auteur a calculé cette expression pour plusieurs liquides, et il a trouvé pour c des valeurs de l'ordre de 3 ou 4.10^{-8}, 1 cm. c'est-à-dire du même ordre que celui admis pour les diamètres moléculaires. Les valeurs de c décroissent avec la température.

Léon Kotowski.

Sur la vitesse de chute de particules sphériques à travers un milieu fluide. — E. Cunningham (*Proc. Roy. Soc.*, A 83, 1910, 357-365). La loi de Stokes s'étant montrée insuffisante dans de récentes recherches sur le mouvement de petites particules au sein d'un gaz, l'auteur reprend la question et examine en particulier ce qui arrive lorsque les dimensions des particules atteignent l'ordre de grandeur du parcours moyen des molécules; il s'occupe ensuite de l'influence qu'exerce sur la vitesse des particules leur nombre par unité de volume.

1. *Diffusion d'un nuage de particules à travers un gaz.* — Admettons d'abord que les chocs entre molécules et particules sont parfaitement élastiques; alors, les méthodes de calcul générales employées dans la théorie cinétique des gaz conduisent, pour la force agissant sur une particule, à l'expression

$$-\frac{8}{3}\,a^2 V_0 n \sqrt{\frac{\pi M m}{(M+m)h}}$$

déjà démontrée antérieurement par Langevin, et dans laquelle a représente la somme des rayons de la particule et de la molécule, M et m les masses respectives de celles-ci, h le coefficient constant de l'exposant de l'exponentielle exprimant la loi de répartition des vitesses de Maxwell, n le nombre des molécules par unité de volume, et V_0 la vitesse d'ensemble des particules.

En comparant à cette expression celle que donne l'hydrodynamique, et en supposant que $\frac{m}{M}$ est petit, on trouve :

$$X = 6\pi\eta a V \cdot \frac{1}{1 + 1{,}65\,\dfrac{l}{a}}$$

X représentant la force agissant sur une particule, V sa vitesse, l le parcours moyen des molécules. Dans les expériences de Zeleny, le facteur correctif de la loi ordinaire de Stokes, $\frac{1}{1 + \frac{1{,}65\,l}{a}}$ prend une valeur de 1,07.

Si maintenant nous considérons que certains chocs ne sont pas parfaitement élastiques, et qu'alors, après la collision, les molécules sont en quelque sorte retenues par les particules, et n'ont plus de vitesse bien définie en les quittant, la formule précédente devient :

$$X = \left[1 + \frac{\dfrac{1{,}65\,l}{a}}{f + 2(1 - \frac{1}{2}f)}\right] \cdot 6\pi\eta a V$$

où f est la proportion des chocs parfaitement élastiques.

Des expériences de Kundt et Warburg, Maxwell a déduit, que pour l'air $f = 0{,}5$. On peut supposer qu'en général f est compris entre 0 et 0,5.

2. *Sur l'influence du nombre des particules par unité de volume.*

On obtient une limite inférieure de la vitesse V que prennent les particules sous l'action d'une force X, en supposant qu'elles se meuvent à l'intérieur de sphères fixes qui leur sont concentriques et dont le rayon b est tel qu'elles soient toutes tangentes entre elles; qu'en outre le fluide compris entre ces sphères est immobile. On a alors, en utilisant les sphériques harmoniques du 1er ordre :

$$X = 6\pi\eta a V \left(1 - \frac{9}{4}\frac{a}{b} - \frac{81}{16}\frac{a^2}{b^2} + \cdots\right)$$

On a au contraire une limite supérieure pour V, en augmentant b jusqu'à ce que toute parcelle du fluide soit comprise au moins dans une de ces sphères. Il est aisé de voir que le rayon de ces sphères est $b' = b\sqrt{\frac{5}{2}}$.

L'auteur a appliqué ces résultats au nombre que J.-J. Thomson a calculé pour la charge élémentaire e en utilisant l'expérience de Wilson : la première cause exige un accroissement de 6 pour 100 pour e, et la deuxième cause, une diminution de 4 pour 100, soit en tout, une correction positive, de 2 pour 100, soit $0{,}07.10^{-10}$ à ajouter aux valeurs alors obtenues : $10^{10}e = 5{,}2$; $5{,}50$; $5{,}45$; $5{,}59$. Cette correction est encore, on le voit, une petite fraction

de la différence qu'il y a entre ces nombres et les plus récemment obtenus. I. Danysz.

Phénomènes cosmiques

Application de la méthode interférentielle à la mesure de très petits déplacements de raies. Comparaison du spectre solaire avec le spectre d'arc du fer. Comparaison du centre et du bord du soleil. — Ch. Fabry et H. Buisson (*Astroph. Journ.*, **31** (1910) 97-119). — Si l'on forme sur la fente d'une spectroscope l'image réelle des anneaux d'interférence à l'infini donnés par transmission à travers une lame à faces parallèles semi-argentées, il est évident que si la lumière est monochromatique on verra dans le spectroscope, au lieu d'une raie, une série linéaire de points correspondant aux intersections de la fente avec les anneaux. Si la lumière est blanche le spectre sera formé de raies longitudinales continues et lentement convergentes du rouge au violet, en supposant du moins la fente du spectroscope très fine et son pouvoir de définition très grand. Si les radiations comprises dans un petit intervalle de longueur d'onde manquent, chaque ligne multicolore sensiblement longitudinale sera interrompue dans cet intervalle. Augmentons maintenant la largeur de la fente, chaque point d'une ligne longitudinale se transforme en une petite droite horizontale. On peut augmenter suffisamment la largeur de la fente pour que les petites droites appartenant à deux lignes longitudinales voisines se rejoignent. Les petites interruptions noires disposées sur une même verticale s'élargiront de la même manière. L'aspect sera donc celui d'un spectre continu avec une série de taches noires disposées en ligne verticale correspondant aux radiations manquantes. En mesurant la variation de distance entre 2 taches symétriques correspondant à l'intersection de la fente par un même anneau, on dispose ainsi pour l'étude des déplacements des raies d'absorption d'un procédé aussi sensible que pour les raies d'émission. De plus on peut mesurer la largeur d'une raie d'absorption en faisant varier l'épaisseur de la lame interférentielle, de manière à atteindre la limite d'interférence et à faire disparaître les taches. Pour mesurer la variation du diamètre des anneaux on fait légèrement tourner l'appareil interférentiel autour d'un axe perpendiculaire au faisceau lumineux de manière à amener successivement chacune des taches correspondant à un même anneau sur un fil horizontal. La rotation, égale au diamètre angulaire de l'anneau, est mesurée au moyen d'un miroir solidaire de l'appareil interférentiel, et d'une échelle.

Pour étudier le spectre solaire on reçoit la lumière du soleil sur un héliostat polaire qui envoie la lumière dans une direction fixe sur une lentille achromatique formant l'image du soleil sur un écran percé d'un petit diaphragme; ce diaphragme permet d'utiliser une région déterminée de la surface solaire. Aussitôt après le diaphragme est l'appareil interférentiel (deux lames de quartz argentées, pour éviter l'échauffement et la déformation résultant de l'absorption de l'infra-rouge dans le verre), puis une lentille achromatique formant sur la fente du spectroscope l'image des anneaux à l'infini. Le spectroscope est du modèle autocollimateur soit à réseau, soit à prismes.

Déjà, d'après les mesures de Rowland, on pouvait constater de légères différences entre les longueurs d'onde dans l'arc et dans le soleil. Une série de mesures comparatives, pour l'arc au fer, a été faite par Jewell. D'une façon générale, les longueurs d'onde dans le spectre solaire se trouvent un peu plus grandes que dans l'arc, mais avec de nombreuses exceptions. D'après les mesures de Duffield sur le déplacement des raies par la pression, on pourrait attribuer l'accroissement de longueur d'onde à la pression de la couche renversante solaire; mais ce phénomène est évidemment impropre à expliquer le déplacement inverse.

En étudiant par comparaison le spectre de l'arc au fer dans le vide et dans l'air, on constate que les raies peuvent se diviser en trois groupes : 1° raies à élargissement symétrique; 2° raies à élargissement dissymétrique vers le rouge; 3° raies à élargissement dissymétrique vers le violet. L'élargissement est plus grand pour les deux dernières catégories que pour la première. De plus les raies à élargissement symétrique subissent un léger déplacement par pression (0,002 à 0,003 A par atmosphère).

Dans le renversement obtenu au spectre d'arc pour les raies à élargissement symétrique la raie d'absorption est au centre de la raie d'émission élargie.

Dans le spectre solaire les raies d'absorption ne manifestent pas de différences d'aspect analogues; certaines raies qui, dans l'arc à la pression atmosphérique, sont nettement diffuses ne présentent rien de particulier dans le spectre solaire. « Il semble donc que la cause qui agit « pour produire l'élargissement dissymétrique des raies « d'émission ne se fait pas sentir sur les raies d'absorption. « La raie d'absorption doit donc correspondre à la position « qu'occupe la raie d'émission lorsqu'elle est rendue fine ». Dans ces conditions l'existence des élargissements dissymétriques explique complètement les anomalies observées. En effet « toutes les raies du groupe à élargissement symé- « trique donnent, lorsqu'on passe de l'arc au soleil, un « léger accroissement de longueur d'onde. Toutes les raies « du groupe à élargissement vers le rouge donnent une « diminution de longueur d'onde. Toutes les raies du « groupe à élargissement vers le violet donnent une « forte augmentation de longueur d'onde ». Tout se passe donc bien comme si le grand déplacement *apparent* du centre des raies élargies dissymétriquement dans l'arc ne se manifestait pas dans le spectre d'absorption. Pour calculer la pression de la couche renversante, on ne peut donc tenir compte que des raies à élargissement symétrique; elles donnent toutes, pour cette pression, de 5 à 6 atmosphères.

Quand on passe du centre au bord du disque solaire et si l'on élimine l'effet Doppler-Fizeau, on constate que les raies subissent une modification qui équivaut à un déplacement de son bord rouge de 0,010 A environ, l'autre bord ne variant pas.

Enfin l'examen des limites d'interférences permet de mesurer en valeur absolue la largeur des raies solaires et l'établir la correspondance entre la largeur vraie et les cotes d'intensité données par Rowland. La largeur des raies solaires varie de 0,07 A (cote 1 de Rowland) à 0,16 A (cote 8 de Rowland). L. Dunoyer.

Phénomènes rares sur le soleil. Rayonnement vert et réseau chromosphérique. — Wilhelm Krebs (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 645). — L'auteur a observé le 9 août 1908 une coloration verte du bord oriental du soleil couchant. A la même époque, M. Amaftanski a constaté des colorations vertes au bord de grandes taches solaires en voie de disparition. Le 16 mars 1910, M. Krebs a observé, lors du retour d'un groupe de taches près du bord du soleil, une disposition en réseau qui rappelle beaucoup les tourbillons cellulaires de M. Deslandres. Il s'agit là d'un phénomène objectif se passant dans la chromosphère, et très distinct des granulations photosphériques qui, d'après l'auteur, sont d'origine terrestre. Ce phénomène a été accom-

[illegible] rayonnement vert très net, qui n'était pas dû à des réflections. Léon Brocu.

Proposition concernant la mesure de la température des étoiles. — A. Amerio (*Il Nuovo Cimento*, 19 (1910), 411-414). — L'auteur propose de généraliser l'emploi de la méthode de Ch. Nordmann, en perfectionnant l'étalonnage des appareils. Léon Brocu.

Sur l'effet de la poussière et de la fumée sur l'ionisation de l'air. — A. S. Eve (*Phil. Mag.*, 19 (1910), 667-673). — Des observations nombreuses et diverses faites avec l'appareil d'Eve ont donné un nombre d'ions positifs dans l'atmosphère beaucoup plus grand que celui des ions négatifs; on a trouvé que le rapport de ces deux nombres dépendait de conditions météorologiques et locales. Simpson[1] obtient comme valeur moyenne pour une année d'observations faites en Laponie le rapport 1,17. Le nombre d'ions de chaque espèce par cm³ dans l'atmosphère étant de l'ordre de 1000 à 2000, un excès de 17 pour 100 correspond à un excès de 200 ions positifs par cm³. En supposant que cet excès ait lieu dans l'atmosphère sur une épaisseur de 4 kilom., la charge positive de l'[illegible] $4 \times 10^{[illegible]} \times 200 \times 4,6 \times 10^{-10}$ ou $5,7 \times 10^{-[illegible]}$ E. S. U. par cm² de surface terrestre. Ce nombre est 75 fois trop grand pour équilibrer la charge négative correspondant à la [illegible] par C. R. T. Wilson ($5,5 \times 10^{-[illegible]}$ E. S. U. par cm²).

La distribution de l'électricité varie avec l'altitude; l'excès positif doit être maximum au voisinage du sol. Des quantités égales d'électricité positive et négative sont produites par l'ionisation; il y a donc lieu d'expliquer cet excès considérable de 17 % d'ions positifs.

A 4 km. du sol la densité de charge moyenne est 9×10^{-10} E. S. U. correspondant à 2 ions par cm³ (Smirnov).

A 700 m. cette densité est $5,4 \times 10^{-[illegible]}$, correspondant à 8 ions par cm³.

En partant de ces valeurs, les charges respectives de l'atmosphère et de la terre s'expliqueraient par un excès de l'ordre de 1 % des ions positifs. G. Dannie.

Résultats de l'enregistrement de l'électricité de la pluie à Postdam en 1908. — K. Kaehler (*Publications de l'Institut météorologique de Prusse*, Berlin 1905). — La pluie est chargée le plus souvent du signe positif. L'intensité de la pluie et celle de l'électrisation ne se correspondent pas. Il n'y a non plus aucun rapport avec l'allure du gradient atmosphérique. L'auteur incline à penser que l'électrisation de la pluie a sa cause dans l'effet Lenard. Léon Brocu.

Sur l'électrisation de la pluie et de la neige. — G. C. Simpson (*Proc. Roy. Soc.*, A 83 (1910), 594-604). — Les observations ont été faites à Simla pendant la saison des pluies (1909, avril-septembre). Les appareils permettaient d'enregistrer la charge totale de la pluie tombée pendant des intervalles successifs de deux minutes. On mesurait aussi le gradient du potentiel atmosphérique.

Voici les résultats obtenus :

1° La charge électrique de la pluie est tantôt positive, tantôt négative;

2° La quantité totale d'électricité positive précipitée avec la pluie pendant toute la saison est égale à 5,2 fois la quantité totale d'électricité négative;

3° La durée totale pendant laquelle la pluie est positivement chargée, est deux fois et demie aussi longue que celle pendant laquelle la charge est négative;

4° Si l'on considère le courant électrique vertical équivalent à la charge d'un signe déterminé précipitée pendant un temps donné, on constate que la densité de ce courant est généralement moindre que 4×10^{-15} amp. par centimètre carré; dans quelques circonstances on a enregistré des densités de courant plus grandes, soit positives, soit négatives;

5° Les courants négatifs se produisent moins souvent que les courants positifs, et la prépondérance des seconds est d'autant plus grande que la densité du courant est plus grande;

6° La charge par centimètre cube est généralement moindre que 6 unités électrostatiques. D'une manière tout à fait exceptionnelle, elle a atteint 19 unités électrostatiques négatives dans un orage le 15 mai 1908;

7° Comme il a été dit, les charges recueillies sont plus souvent positives que négatives, mais la différence est d'autant moins marquée que la charge par centimètre cube est plus grande;

8° Pour toutes les vitesses de chute de pluie (nombre de millimètres d'eau pendant un temps donné), la pluie est plus souvent chargée positivement que négativement, et la fréquence relative de la pluie positive augmente rapidement avec la vitesse de précipitation. Quand la chute de pluie est inférieure à 1 mm. en deux minutes, la pluie positive est deux fois aussi fréquente que la pluie négative, tandis que pour des chutes de plus de 2 mm. en deux minutes, la pluie positive est 14 fois aussi fréquente;

9° Quand la chute est moindre que 0,6 mm. en 2 minutes, la charge par centimètre cube décroît quand la vitesse de chute augmente;

10° Quand la vitesse de chute dépasse 0,6 mm. en 2 minutes, la charge positive par centimètre cube est indépendante de la vitesse de précipitation, tandis que la charge négative décroît;

11° Pendant les périodes de pluie le gradient du potentiel est plus souvent négatif que positif, mais il n'y a pas de relation bien marquée entre le signe de la charge de la pluie et le signe du gradient du potentiel;

12° Il ne semble pas que l'électricité négative se produise plus fréquemment pendant une période déterminée d'un orage que pendant une autre.

La comparaison des mesures effectuées en 1909 et de celles effectuées en 1908 a confirmé l'ensemble de ces conclusions bien que les deux saisons eussent été différentes, la précipitation totale en 1909 ayant été légèrement supérieure à la moyenne, tandis que celle de 1908 avait été très inférieure. On sait qu'en ce cas, chaque période de beau temps se termine par un orage tandis que dans le premier cas la chute de pluie est régulière.

Les mesures concernant la chute de la neige donnent des résultats analogues, mais le courant vertical équivalent et la charge par centimètre cube sont plus grands pour la neige que pour la pluie. L. Dubois.

Sur la teneur des basses régions de l'atmosphère en émanation du radium et ses variations avec les conditions météorologiques. — J. Satterly (*Phil. Mag.*, VI 20 (1910), 556). — La méthode employée a été celle de l'absorption par le charbon de noix de coco. L'air est aspiré dans un tube, dont l'ouverture est à 6 pieds du sol, se partage entre deux tubes de silice fondue remplis de charbon, puis se rend dans un grand réservoir, servant de régulateur, où l'aspiration est produite par une trompe à eau. Deux manomètres genre Tœpler, branchés sur chacune des conduites, entre les tubes absorbants et le réservoir régulateur, permettent de contrôler la vitesse du courant d'air. On n'emploie ici aucun dessé-

[1] Simpson, *Phil. Trans.*, A 205 (1906).

chant, qui pourrait retenir une certaine quantité d'émanation ; les premières parties des tubes de charbon en tiennent lieu. Le passage de l'air, en tout 650 litres environ, dans chaque tube absorbant, dure 21 heures ; on les chauffe ensuite au rouge pendant deux heures en y faisant passer un lent courant d'air produit par un aspirateur ; après une heure de refroidissement les tubes étaient prêts pour une nouvelle série de 24 heures. Pour s'assurer que l'enlèvement de l'émanation dans chaque tube était complet, on employait successivement, au lieu d'un aspirateur, deux aspirateurs. L'air radioactif contenu dans chaque aspirateur était successivement introduit dans le récipient de mesure, constitué par un cylindre de laiton de 40 centimètres de long et de 10 centimètres de large, traversé suivant son axe par une électrode isolée ; cette électrode était reliée à une paire de quadrants d'un électromètre Dolezalek donnant 950 millimètres par volt sur l'échelle placée à 2 mètres. Avec la durée de séjour dans le récipient de l'air chargé d'émanation, le courant augmente d'abord rapidement, reste constant entre la 10e et la 30e minute, puis augmente lentement pour décroître ensuite. Toutes les mesures se rapportent au premier palier.

Il importe évidemment de faire les observations dans un certain ordre. On remplit d'abord d'air sec le récipient de dosage et l'on mesure la fuite naturelle, soit 1 cm par minute. On y introduit ensuite l'air contenu dans le 2e aspirateur ; le courant est 1,1 cm par minute, soit 0,1 cm en sus de la fuite naturelle ; on introduit ensuite l'air du 1er aspirateur ; le courant est 4,8 cm par minute, soit 3,8 cm de valeur propre ; le courant total dû à l'émanation retenue par le tube absorbant est $3,8 + 0,1 = 3,9$ cm par minute, d'où il faut retrancher ce qui est dû à l'émanation formée dans le tube depuis la veille, soit 0,5 cm, ce qui fait 3,4 cm par minute.

Pour déduire de là la teneur de l'air en émanation, on met en série avec l'un des tubes absorbants une solution dosée de bromure de radium, assez faible pour qu'après un passage de 21 heures le charbon soit seulement 4 à 5 fois plus riche en émanation que sans la solution de radium. Cette condition est nécessaire parce qu'il a été reconnu qu'avec les solutions concentrées il se produit une sorte de saturation du charbon de bois ; il n'est pas équivalent de faire passer le courant d'air moins longtemps à travers une solution plus active. L'auteur obtient comme teneur moyenne de l'air en émanation par mètre cube celle qui se trouve en équilibre radioactif avec 105.10^{-12} grammes de radium. La quantité vraie varie entre 35.10^{-12} et 350.10^{-12}.

Les expériences ont été poursuivies à Cambridge pendant une année, en notant pour chacune d'elles, à deux heures convenablement espacées pendant le passage de l'air, la pression atmosphérique, la température, l'humidité, la direction du vent et sa vitesse, la chute de pluie et le nombre d'heures de soleil, enfin en rapprochant de cela les indications générales hebdomadaires sur l'état de l'atmosphère données par l'Office météorologique. De plus, l'auteur a cherché à relier ses observations à la route suivie antérieurement par l'air arrivant à Cambridge, pour les cyclones, les anticyclones et les dépressions en V, suivant les procédés indiqués par Shaw et Lempfert[1]. Toutefois les résultats obtenus n'ont évidemment un sens météorologique que dans les cas où les conditions atmosphériques ont peu varié pendant la durée d'une prise d'air. L'auteur résume ses résultats de la manière suivante :

1° La teneur en émanation est habituellement minima pendant les cyclones, c'est-à-dire quand le vent est fort, le temps humide, et le baromètre bas ; elle est habituellement maxima pendant les anticyclones correspondant aux conditions inverses, temps sec, vents légers et variables, baromètre élevé.

2° Dans les cas où les règles précédentes se trouvent en défaut, l'étude des trajectoires de l'air à la surface de la terre montre que si l'air arrivant à Cambridge a circulé principalement sur mer ou très rapidement au-dessus des terres, la teneur en émanation est faible, tandis que si l'air a beaucoup séjourné sur les terres, la teneur en émanation est forte.

3° De la discussion des résultats, parfois opposés, des autres observateurs, il semble résulter que dans beaucoup de cas les différences géographiques expliquent les divergences ; c'est le cas en particulier de ceux d'Eve. A Montréal, où les expériences d'Eve ont été faites, les cyclones ont traversé des terres pendant des centaines de milles ; c'est l'inverse en Angleterre. Quant à l'oscillation entre les valeurs maxima et minima trouvées par les divers observateurs, sa grandeur dépend évidemment beaucoup de la durée de chaque expérience. Les expériences effectuées en mesurant l'activité acquise par des fils chargés tendus à l'air semblent devoir donner des résultats douteux et mal définis.

4° Le nombre d'ions produits par l'émanation du radium dans un centimètre cube et par seconde dans l'air libre à Cambridge est en moyenne 2,1 ; il varie de 0,7 à 7.

L. Dunoyer.

1. *The Life History of Surface Air Current. A Study of the Surface Trajectories of Moving Air.* Publié par le Meteorological Committee, 1906.

Influence du champ terrestre sur la répartition de la radioactivité induite du radium dans l'atmosphère et à la surface de la terre (II). — **J. Salpeter** (*Wien. Ber.*, 1910). — Les considérations théoriques de l'auteur le conduisent aux résultats suivants :

1° En règle générale la teneur de l'air en radium A sera plus petite que ne l'exigerait l'équilibre avec l'émanation ; l'écart peut s'élever jusqu'à 20 pour 100.

2° Appelons ρ la densité de l'émanation, σ la densité superficielle du radium A, $y(o)$ la densité du même corps au voisinage du sol. Le rapport $\frac{\sigma}{\rho}$ varie dans le même sens et le rapport $\frac{y(o)}{\rho}$ en sens contraire du potentiel atmosphérique.

3° Si ces relations ne se vérifient pas, on doit en conclure à une allure anormale du potentiel atmosphérique et de ses variations.

4° Le nombre des particules de radium A dans l'air, et qu'on le détermine par les méthodes d'aspiration, doit être corrigé au moyen d'un facteur

$$\frac{1}{S} = \frac{\lambda_1 - \alpha n_2}{\lambda_1}$$

(λ_1 constante du radium A, n_2 nombre d'ions négatifs dans l'air, α coefficient de recombinaison de ces ions avec les particules positives du radium A). Léon Bloch.

Variation diurne du magnétisme terrestre et du potentiel atmosphérique. — **J. Messerschmitt** (*Beiträge zur Geophysik*, **10**, Leipzig 1909). — L'auteur conclut à une corrélation entre les deux phénomènes, et trouve la cause de cette corrélation dans les courants d'air ascendants ou descendants chargés d'électricité.

Léon Bloch.

Recherches sur l'état électrique de la haute atmosphère faites à l'Observatoire de Glossop, dans l'Etat de Howard, en juillet et août 1909. (*Meteorol. Soc.*, **36**, Avril 1910). — Ce mémoire fait

suite à un travail déjà publié [1] où les auteurs rendaient compte de mesures faites à l'aide d'un cerf-volant. Le cerf-volant était relié par un fil métallique à une borne d'un galvanomètre dont l'autre borne était au sol, la déviation donnant la mesure du courant allant à la terre. Dans ces recherches-ci, le cerf-volant était relié non pas à un galvanomètre mais à un voltmètre Kelvin et White, donnant des indications jusqu'à 100000 volts. Il est extrêmement difficile d'éviter les pertes par aigrettes; mais les plus grandes perturbations provenaient des cerfs-volants lancés dans le voisinage pour d'autres expériences. Les mesures de potentiel une fois faites, le fil était détaché, relié au galvanomètre, et le courant mesuré. En général les courants et le voltage varient ensemble dans le même sens.

Si entre le fil et le galvanomètre, on introduit une résistance de 1260 mégohms, le cerf-volant étant à 1100 pieds de haut, le courant est réduit d'un tiers: la résistance de l'air serait donc de l'ordre de 5000 mégohms.

Ed. Salles.

Observations sur la radiation très pénétrante au sommet de la Tour Eiffel. — Th. Wulf (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 810). — Des mesures comparatives ont été faites en haut et en bas de la Tour Eiffel en avril 1910 et les résultats ont été comparés à ceux qui sont obtenus à Valkenburg (Hollande). Dans cette dernière localité la radiation très pénétrante produit environ 10 ions par centimètre cube et par seconde. A Paris le nombre est réduit à 6; en haut de la Tour Eiffel il est réduit à 3,5. Le dernier nombre nous apprend que si la radiation très pénétrante diminue avec l'altitude, ainsi que l'avait signalé Gockel, cette diminution est bien moindre que ne l'a trouvée Bergewitz. Il semble impossible de l'attribuer à une absorption par l'atmosphère du rayonnement issu du sol et les observations de M. Wulf paraissent indiquer que la radiation très pénétrante a son origine, au moins en partie, dans des particules en suspension dans l'atmosphère. D'ailleurs l'allure des nombres obtenus au sommet de la Tour Eiffel suit sensiblement les variations de la température et est à peu près inverse de la courbe d'intensité du vent.

Léon Bloch.

Observation sur la radioactivité atmosphérique aux environs d'Ojcow et d'Œkusz. — Landau (S.). (*C. R. Soc. Scientifique de Varsovie*, Janvier 1910). — L'auteur a fait des déterminations à l'appareil d'Elster et Geitel. Dans certaines grottes, l'ionisation est 40 fois plus grande que l'ionisation normale. Dans d'autres grottes placées dans les mêmes conditions géologiques, l'ionisation a la même valeur qu'à l'air libre. — Dans tous les cas l'ionisation est due à la présence d'émanation du radium.

Gaston Dann.

Mesure et enregistrement de l'émanation dégagée du sol. — L. Endros (*Dissertation*, Erlangen 1909). — Le dégagement d'émanation du sol correspond à la formation de 500 ions par cm³ et par seconde. Il est surtout variable sous l'influence de l'éclairement solaire, sous celle du vent, beaucoup moins sous celle des variations barométriques.

Léon Bloch.

L'Ozone dans la haute atmosphère le 18 mai. — J.-N. Pring (*Nature*, **83** (1910) 427). — L'auteur a mesuré pendant la période de passage de la terre dans la queue de la Comète de Halley, la quantité d'ozone présente dans la haute atmosphère, dans le but de rechercher la présence de décharges électriques importantes dans la haute atmosphère pendant cette période. Un ballon-sonde emportait le réactif sensible de l'ozone qui était une solution d'iodure de potassium. Trois expériences consécutives faites le 18 et 19 mai ont donné à une altitude de 20 kilomètres une teneur en ozone voisine de 0 mmgr. 50 par m³ d'air, valeur qui ne diffère pas de la quantité moyenne d'ozone ordinairement présente dans l'atmosphère à cette altitude.

G. Danne.

Les éléments du magnétisme terrestre à Athènes pendant les années 1904-1908. — Demetrius Eginitis. (*Ann. de l'Observatoire d'Athènes*, 5). — L'établissement dans le voisinage de l'observatoire de nouvelles lignes électriques a complètement troublé la situation du service magnétique. Les mesures absolues des éléments magnétiques ainsi que les graduations des instruments enregistreurs sont effectuées la nuit pendant l'arrêt du tramway électrique. Différents tableaux donnent: 1° les valeurs moyennes annuelles des éléments magnétiques; 2° la variation moyenne diurne de ces éléments; 3° la distribution horaire et mensuelle des perturbations.

G. Danne.

La teneur en thorium des roches sédimentaires. — I. Roches calcaires et dolomies. — J. Joly (*Phil. Mag.*, VI **20** (1910) 125-128). — L'échantillon (de 30 à 50 grammes) est réduit en poudre et traité par 100 cc. d'HCl dilué dans un égal volume d'eau; après la première effervescence, on chauffe deux heures au bain-marie. Le résidu non dissous est lavé, séché et fondu avec le double de son poids du mélange habituel de carbonates de sodium et de potassium. Le produit de la fusion est traité par l'eau acidulée; on obtient généralement une solution claire ou presque claire que l'on ajoute à la première. Dans quelques cas le résidu solide du traitement par l'acide chlorhydrique était important; après fusion le produit était divisé en deux solutions, l'une acide, l'autre alcaline, examinées séparément.

L'étalonnage de l'électroscope était fait en ajoutant une solution titrée de thorianite à l'une des solutions employées. Un déplacement de 1 division par heure correspond à $1,65.10^{-5}$ gramme de thorium.

La note contient un tableau des résultats obtenus. Dans la plupart des cas la teneur était moindre que $0,5.10^{-5}$ gr. de thorium par gramme de roche. Il semble donc que, dans leur formation, les matériaux calcaires n'ont guère enlevé de thorium aux eaux des mers. Dans quatre ou cinq cas sur une trentaine, la teneur en thorium a été plus forte; il se produisait dans ces cas-là un résidu solide plus abondant après le traitement par l'acide. L'activité se partage entre le résidu solide et la solution.

L'ionisation de l'air au-dessus des contrées calcaires ne peut donc être attribuée au thorium que le sol contient.

L. Dunoyer.

La teneur en thorium des roches sédimentaires. — II. Roches sablonneuses et argileuses. — J. Joly (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 555). — La méthode indiquée dans la note qui vient d'être analysée a été étendue à un grand nombre d'autres roches; celles-ci sont mises en solution, et l'émanation de thorium dégagée en faisant bouillir les solutions, est aspirée, à vitesse constante, à travers un électroscope. En faisant des mesures comparatives avec une solution thorifère titrée, on peut calculer la quantité de thorium dans chacun des minéraux examinés. Pour les roches sablonneuses et les conglomérats on trouve en moyenne une valeur de $0,6.10^{-5}$ gr. de thorium par gr. de matière; pour les roches détritiques à grains plus fins (schistes et ardoises), une valeur de $1,5.10^{-5}$ gramme.

[1] W. Marchwell, Mercantel Wulff, J. Mastrow, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 35 (1909) 7.

Les premières consistent en grande partie de quartz et de feldspath, matières peu radioactives en elles-mêmes; dans les secondes, ces constituants se trouvent au contraire éliminés, en raison du mode de formation géologique des espèces argileuses. L. Kolowrat.

Sur la radioactivité des roches du tunnel sous les Andes. — **A.-L. Fletcher** (*Phil. Mag.*, VI-**20** (1910) 36-45). — Les échantillons ont été pris à une profondeur moyenne d'environ 1000 pieds au-dessous du niveau du sol. Les méthodes de traitements employées et d'expulsion de l'émanation ont été celles de Joly (dissolution dans l'acide chlorhydrique étendu et traitement des résidus par les carbonates alcalins). L'étalonnage des électroscopes a été fait avec des dissolutions étalonnées d'uraninite, mais en se plaçant dans des conditions aussi identiques que possible à celles des expériences réelles. Suivant la solution dont on se sert on peut obtenir une variation de 50 pour 100 sur la constante de l'électroscope. Les électroscopes ont été également protégés de la lumière solaire; ils permettaient de déceler $0,24.10^{-12}$ gramme de radium par gramme de matière essayée.

On a trouvé comme moyennes, pour la teneur en radium $0,79.10^{-12}$ gramme par gramme de roche et pour la teneur en thorium $0,56.10^{-6}$; le rapport des deux moyennes $0,71.10^{7}$, est voisin de celui obtenu par Joly pour certaines laves, $0,67.10^{7}$. Le caractère général des résultats obtenus est la faiblesse de la teneur radioactive. Le dégagement de chaleur par gramme et par heure est $1,6.10^{-10}$ calorie pour le radium et $1,53.10^{-10}$ pour le thorium. La température à l'intérieur du tunnel était d'ailleurs relativement peu élevée. L. Desoyer.

Minéraux radioactifs dans les roches communes. — **J. W. Waters.** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 905). L'auteur a décrit précédemment (v. *Le Radium*, **7** (1910) 31) une méthode de traitement des roches communes qui sert à en séparer la partie radioactive; il a appliqué cette méthode à plusieurs échantillons de granit, afin de recueillir une quantité de matière suffisante pour pouvoir juger de l'âge géologique de ces roches en dosant l'hélium dans la partie séparée. Il s'est trouvé cependant qu'en l'espèce de telles mesures n'étaient pas possibles, car les cristaux des minéraux séparés (allanites et zircons) avaient des dimensions variant de 0,05 à 0,14 mm; or le parcours des particules α dans une substance de cette densité est 0,04 mm; par conséquent, si l'hélium accumulé dans les minéraux est identique avec les particules α émises par le radium, la plus grande partie de l'hélium doit se trouver non pas à l'intérieur des cristaux radioactifs, mais dans la gangue qui les entoure; le dosage de l'hélium fait sur les cristaux séparés devait donc conduire à des nombres trop faibles; et en effet, on a obtenu des valeurs beaucoup plus basses que celle qu'on a d'habitude pour des minéraux du même genre. L. Kolowrat.

Radioactivité de l'eau potable à Mulhouse (Alsace). — **W. Müller.** (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 545-547). L'eau potable de Mulhouse a été étudiée par la méthode et avec l'appareil de Schmidt et Kurz. Cet appareil a fourni un courant de saturation de 0,00795 U. G. S. électrostatiques, ce qui correspond à 8 unités de Mache. Une telle activité n'a été observée jusqu'ici que sur des eaux thermales. Il y aura lieu de rechercher si l'eau de Mulhouse doit son activité à une source radioactive ou si tout le bassin de la Doller possède une activité supérieure à la moyenne. On a caractérisé dans l'eau de Mulhouse l'émanation du radium, sans indication d'autres produits radioactifs (thorium, etc.). Léon Bloch.

Technique

Collecteur-pulvérisateur à temps de charge pratiquement très court. — **W. Budig** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 556). Cet appareil, spécialement destiné aux mesures en ballon libre, est un pulvérisateur à alcool qui ne consomme pas plus de 0,5 cm³ d'alcool pour une mesure et peut servir sans être rechargé à 1000 mesures environ. Pratiquement, l'électroscope relié à cet égalisateur de potentiel se charge en 4 secondes, ce qui constitue un avantage important sur les appareils similaires dont le temps pratique de charge varie de 15 à 20 secondes. Léon Bloch.

Batterie primaire à haute tension. — **Tucker (Won. S.)** (*Proc. Phys. Soc.*, **21** (1909) 640-647). C'est une batterie de 900 éléments à électrodes de charbon et de zinc et électrolyte de solution de chlorure de calcium saturé. On conserve ces éléments à l'état sec, et on les met en service en versant l'électrolyte dans les vases où se trouvent les électrodes. La force électromotrice de chaque élément atteint 1,02 volt et demeure constante à 1 pour 100 pendant une demi-journée; la résistance de chaque élément est très grande. G. Danne.

Piles à sélénium de haute sensibilité. — **Nouvelle propriété photoélectrique du sélénium.** — **F.-C. Brown** (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 481-482). L'auteur a préparé des piles à sélénium en mélangeant 10 parties de sélénium amorphe et une partie de sélénium cristallisé, délayant dans l'éther, comprimant la pâte dans un moule du type Bidwell, chassant l'éther, et faisant recuire à 170° pendant 5 heures. Les piles obtenues ont une sensibilité très grande, mais leur résistance est très grande aussi (10^{10} ohms à l'obscurité). Le coefficient de température est positif, la résistance augmente à chaud. La sensibilité maxima, réalisée à la température de 5°, est de 500 environ; elle tombe à 100 vers 20°.

Incidemment l'auteur a obtenu cinq échantillons d'une variété de sélénium très résistant et très peu stable, dont la conductibilité *diminue* à la lumière et augmente avec la température. Léon Bloch.

Électromètre à quadrants pour l'enregistrement atmosphérique. — **H. Ebert** [Munich] (*Zeitschrift für Instrumentenkunde*, **29** (1909) 169-178). Suspension en fil de Wollaston, amortissement magnétique, enregistrement photographique continu. L. Bloch.

Nouveau condensateur cylindrique pour gaz ionisés. — **A. Becker** (*Zeitsch. für Instrumentenkunde*, **29** (1909) 258-261). — Le condensateur est construit de façon à fournir un champ électrostatique nettement délimité aux extrémités de l'électrode centrale. L. Bloch.

Emploi du carbure de calcium comme desséchant dans les recherches électrostatiques. — **Th. Wulf** (*Phys. Zeitsch.*, **10** (1909) 926). L'auteur recommande l'emploi du carbure de calcium pour dessécher les appareils de mesures électrostatiques. Cette substance est plus maniable et au moins aussi efficace que le sodium. L. Bloch.

Sur un verre thermoluminescent. — **W. Coblentz** (*Amer. Phys. Soc.*, 25 octobre 1909). Une baguette de verre de feldspath parfaitement transparente, chauffée électriquement présente à la température de 800°

une luminescence sous forme d'un léger nuage blanc, dont l'intensité lumineuse croît avec l'élévation de température. Il faut remarquer que cette lumière est blanche à toutes les températures, contrairement à ce qui se passe généralement quand on porte un corps opaque à ces températures. L'auteur poursuit ses recherches en étudiant l'absorption et la façon dont se comporte cette luminescence dans un champ magnétique. G. Dannf.

Applications au laboratoire du courant photo-électrique. — **F. K. Richtmyer** (*Amer. Phys. Soc.*, 25 octobre 1909). — La production de courants photo-électriques mesurables à la surface du sodium dans le cas où cette surface est extrêmement peu éclairée, constitue une méthode photométrique pour l'étude des sources lumineuses monochromatiques ou isochromatiques faibles, alors que les observations à l'œil sont très pénibles. C'est ainsi que l'auteur a étudié la baisse de phosphorescence d'un échantillon de couleur de Balmain pendant plus d'une heure après une exposition d'une demi-minute à la lumière solaire.

L'élément photo-électrique et l'électromètre jouent dans leur ensemble le rôle d'intégrateur pour l'intensité lumineuse, de la même façon qu'un élément électrolytique mesure une quantité totale d'électricité. On peut donc se servir du phénomène photo-électrique pour étudier la phosphorescence à baisse lente, ou bien pour mesurer la quantité totale de lumière passant au travers un volet photographique exposé à la lumière. G. Dannf.

Prisme à faces courbes applicable à la spectroscopie. — **Féry C.** (*C. R.*, **150** (1910) 216-217). — Grâce à la courbure des faces du prisme, on peut supprimer tout système optique entre la fente et l'oculaire. On obtient sur la fente même un foyer exact. Cette fente peut sans inconvénient être remplacée par un petit trou; on peut par exemple se servir de l'image focale d'une lunette astronomique. G. Dannf.

Multiplicateur de potentiel électrostatique. — **C. et P. Habicht** (*Phys. Zeitsch.*, **11** (1910) 552-555). — Cet appareil, dont le principe est dû à Einstein, est un appareil rotatif à influence. Il y a six systèmes identiques placés en série. Chacun de ces systèmes est un transformateur électrostatique pour lequel la tension secondaire est rigoureusement proportionnelle à la tension primaire. On peut, en mettant en série les six transformateurs successivement, réaliser les rapports de transformation 8,5, 72, 620, 5 200, 45 000, 560 000, et mesurer les potentiels allant respectivement de 0,0005 à 0,0027 volts, — de 0,0023 à 0,022, — de 0,020 à 0,19, — de 0,17 à 1,6, — de 1,4 à 15, — de 12 à 110, — de 100 à 1000 volts. L'appareil peut donc remplacer une quantité d'autres appareils de sensibilité variable; la capacité très faible (10 unités) du transformateur primaire le rend supérieur à l'électromètre pour la recherche de très petites quantités d'électricité.

Léon Bloch.

Un manomètre absolu. — **Martin Knudsen** (*Ann. d. Phys.*, **32**, (1910) 809-842). — On sait que les jauges ne mesurent que la pression *partielle* des gaz permanents et non pas la pression totale (gaz + mercure + vapeurs de graisses, etc.).

Le manomètre de M. Knudsen est fondé sur l'effet radiométrique.

Soient deux plans parallèles indéfinis dont les températures sont T_1 et T_2 et qui sont placés dans un gaz dilué à la température T_2 et à la pression p. L'auteur établit par la théorie cinétique et vérifie par l'expérience (aux très basses pressions) la relation

$$p = \frac{2\,K}{\sqrt{\frac{T_1}{T_2} - 1}}$$

où K représente la force de répulsion par centimètre carré entre les deux plans dont la distance mutuelle est faible par rapport au libre parcours des molécules.

Quand T_2 et T_1 sont voisins on a

$$p = 4\,K\,\frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

p et K sont mesurés avec les mêmes unités $\left(\frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2}\right)$.

Aux pressions supérieures à quelques millièmes de millimètre la relation ci-dessus n'est plus applicable.

Un des appareils construits par l'auteur est représenté sur la figure ci-contre. Sous une cloche se trouve un bloc de cuivre BB percée d'une cavité cylindrique dans laquelle se trouve un cylindre de laiton A_1 que l'on peut chauffer à l'aide du fil de platine Pt et dont on mesure la température à l'aide du thermomètre T_1. En face de la base du cylindre A, est placée une plaque de cuivre A_2 dont la température est mesurée à l'aide du thermomètre T_2. Cette plaque est suspendue à une balance de torsion qui sert à mesurer la force de répulsion entre A_1 et A_2.

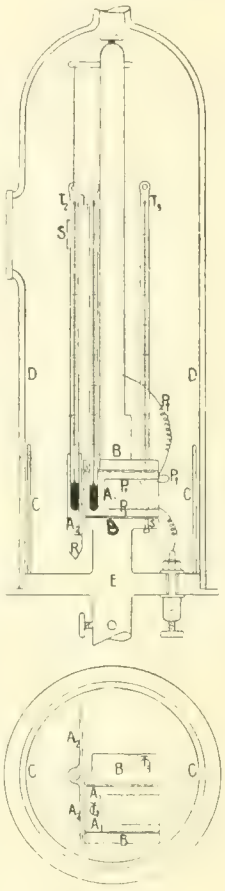


Fig. 1.

D'autres appareils plus simples peuvent se construire aisément. E. Bauer.

Un électromètre absolu pour mesurer des tensions de 10 000 à 180 000 volts. — **A. Tchernychefi** (*Journal de Soc. Phys. chimique russe*, (1910) 161). — La décharge disruptive dans toutes ses formes (étincelle, effluve, etc.), rend la mesure des tensions élevées très difficile. Les artifices employés jusqu'ici : substitution à l'air des liquides isolants, écartement des parties de l'appareil sont certainement insuffisants.

L'auteur se met à l'abri des décharges en constituant par de l'air comprimé jusqu'à 10 atmosphères le milieu diélectrique de son appareil.

C'est un électromètre absolu à plateau, posé à l'intérieur d'une boîte épaisse résistante à la pression. L'attraction du disque mobile, entouré d'un anneau de garde, est équilibré par le procédé Crémieux, c'est-à-dire à l'aide d'une balance électromagnétique.

Une extrémité du fléau de cette balance porte le disque l'autre extrémité porte une bobine attirée par une seconde bobine. Un même courant parcourt les deux bobines, amené par des fils traversant la boîte. On peut ainsi équilibrer la force électrostatique du dehors par simple changement de résistance du circuit. Supposons l'équilibre réalisé. Soit V le potentiel à mesurer, I l'intensité du courant compensa-

teur. On aura :

$$aV^2 - bV^3 = V - \sqrt{\frac{b}{a}V - cV}$$

la constante a est calculée d'après les dimensions de l'appareil et par la connaissance du pouvoir inducteur de l'air toujours très voisin de 1 à la pression considérée; on détermine par pesée la constante b.

L'appareil permet, d'après l'auteur, de mesurer en valeurs absolues des tensions de l'ordre de 30 000 volts avec une précision de 0,5 pour 100.

Il est à signaler que Guye et Tchernjavski ont décrit récemment un électromètre système Brown adapté aux tensions élevées par l'emploi du même artifice.

L. Wertenstein.

Microbalances très sensibles et nouvelle méthode pour peser de petites quantités. — Bertram D. Stelle et Kerr. Grant (*Proc. Roy. Soc.*, A-82 (1909) 580). — Il est évidemment impossible de donner dans une analyse des indications détaillées sur les microbalances décrites dans ce travail et qui semblent avoir été admirablement étudiées; nous renvoyons donc au mémoire pour tous les détails de construction, lesquels sont donnés avec beaucoup de précision.

Le fléau est formé de quatre petites tiges de quartz soudées. D'une manière générale, toutes les parties mobiles de la balance sont en quartz fondu y compris le couteau, qui est soudé sur une tige de quartz verticale solidaire du fléau et qui repose sur un petit plan de quartz poli. Pour équilibrer le fléau et régler la position du centre de gravité, on a utilisé ce fait non encore signalé, que le quartz est assez volatil dans la flamme du chalumeau oxhydrique; en chauffant dans cette flamme, pendant un temps qui pouvait varier d'une demi-minute à une fraction de seconde, l'une des extrémités du fléau ou l'extrémité supérieure de la tige centrale, on arrive, paraît-il, très facilement à effectuer le réglage.

La position d'équilibre de la balance est lue au moyen d'un petit miroir attaché au fléau. Toutes les colles essayées pour fixer ce miroir ayant donné lieu à des déplacements de zéro, on a employé un petit miroir en quartz soudé au chalumeau sur le fléau. En outre pour avoir un zéro fixe, il est indispensable que le fléau soit d'une propreté parfaite; on le fait bouillir pendant 10 minutes dans l'eau régale, puis on le lave dans l'eau distillée. Enfin, pour éviter des déformations lentes du fléau, on le fait recuire pendant 12 heures dans l'air chaud à 200°.

A une extrémité du fléau se trouve suspendu, par un fil de quartz, un petit plateau et une petite ampoule de quartz renfermant de l'air et scellée. A l'autre extrémité est soudé un contrepoids.

Le balance tout entière est contenue dans une cage étanche dans laquelle on peut faire le vide ou laisser rentrer fixement de l'air. Cette cage contient du chlorure de calcium comme desséchant. En outre, pour supprimer les actions perturbatrices provenant des charges produites sur le fléau pendant son installation, on ionise l'air contenu dans la cage au moyen d'un peu d'oxyde d'urane.

La méthode de pesée est tout à fait originale. A l'extrémité du fléau à laquelle est suspendu le plateau est attaché comme nous l'avons dit, une petite ampoule de quartz. Elle contient de l'air et a été scellée dans des conditions de température et de pression parfaitement connues, soit P_1, T_1. Soient P_0 et T_0 les conditions normales, σ_0 la densité de l'air et v le volume de l'ampoule, connu par un jaugeage au mercure. Si l'ampoule est immergée dans de l'air sous la pression P_2 et à la température T_2, le poids de l'air agissant sur la balance est $v\sigma_0 \frac{T_0}{P_0}\left(\frac{P_1}{T_1} - \frac{P_2}{T_2}\right)$; supposons que dans ces conditions la balance soit au zéro; si l'on met un poids dans le plateau, il faut, pour revenir à l'équilibre, réaliser une pression P_3 et si la température est alors T_3, le poids mis dans le plateau sera évidemment égal à $v\sigma_0 \frac{T_0}{P_0}\left(\frac{P_2}{T_2} - \frac{P_3}{T_3}\right)$.

Deux balances ont été construites, l'une, A, pour mesurer les changements de poids, sensible à 4.10^{-9} gramme, et l'autre B, sensible à 10^{-7} gramme, destinée à la mesure en valeur absolue des poids inférieurs à un décigramme. Les caractéristiques de ces deux balances sont les suivantes :

	A	B
Poids total du fléau, y compris le miroir, l'ampoule et le contrepoids	0,177 gr.	0,95 gr.
Longueur du fléau	5,4 cm.	
Volume de l'ampoule . . .	0,00865 cm³	0,422 cm³
Poids de l'air contenu dans l'ampoule	$1,02.10^{-5}$ gr.	$5,04.10^{-4}$ gr.
Durée d'une oscillation complète	55 sec.	15,5 sec.

Dans le premier cas l'ampoule a été remplie sous la pression de 769 mm de mercure et à 23°. Un changement de pression de 1 mm de mercure sans changement de température correspond donc à une variation de poids effectif de $\frac{1,62.10^{-5}}{759}$ ou $1,5.10^{-8}$ gramme. D'ailleurs ce changement de pression correspond à un déplacement du fléau de 5,56 divisions. Le changement de poids correspondant à une division est donc

$$\frac{1,5.10^{-8}}{5,56} = 5,82.10^{-9} \text{ gramme.}$$

Le tableau suivant montre la parfaite concordance des résultats de l'expérience et du calcul des déviations effectué en supposant que le changement de position du fléau est directement proportionnel à la pression. Tout ceci suppose naturellement une parfaite fixité de zéro, qui a été vérifiée par l'auteur.

Pression en mm de Hg	Observé	Calculé
4,5	631	631
4,5	632	632
5,6	656	656
5,7	657	656
6,4	659	658
6,6	640	659
7,0	642	642
9,8	650	650
12,2	658	658
15,2	668	668
15,7	670	670
17,4	674	676
22,5	694	695
28,7	715	715
75,8	778	776

Si l'on veut, avec cette balance, peser des corps plus lourds que le poids total de l'air contenu dans l'ampoule, on prépare une série de petits contrepoids, en quartz, dont on détermine les différences par la méthode décrite plus haut, et on compare la substance à peser au contrepoids immédiatement supérieur.

On trouvera aussi, dans ce très remarquable travail, des indications numériques curieuses sur les quantités de quartz que l'on peut enlever par volatilisation au chalumeau.

Ces balances ont été étudiées dans le but d'examiner la relation possible entre l'ionisation produite par les métaux chauffés et la grandeur de l'oxydation superficielle. Mais la sensibilité obtenue doit permettre de déceler les changements de poids qui se produisent dans les substances radioactives. D'après Rutherford, en effet, la quantité d'émanation émise par un milligramme de bromure de radium et par jour est $1,75.10^{-20}$ gr. La quantité émise par quelques milligrammes dépasse donc notablement la sensibilité de la balance A. Espérons que les auteurs ne tarderont pas à donner le résultat de cette très intéressante expérience. L. Dunoyer.

Phosphoroscope à étincelle. — W. Hausser (*Zeitsch. f. Inst.*, **51** (1910) 524). Cet appareil, qui a donné de bons résultats dans l'examen de la phosphorescence des composés organiques, ne diffère pas essentiellement du phosphoroscope de Becquerel. L'étincelle éclairante est allumée par un contact solidaire du disque tournant (dont le mouvement est transformé en mouvement alternatif par une bielle). On peut régler de diverses manières le temps qui s'écoule entre l'allumage de l'étincelle et l'observation de la phosphorescence ; ce temps peut descendre à 1/100e de seconde. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Les fondements expérimentaux de l'atomistique, par **Werner Mecklenburg** (1 vol. 14 × 22, 140 pages ; Gustave Fischer, éditeur, Iéna, 1910).

Ce petit livre présente sous une forme simple les progrès que l'atomistique a faits depuis quelques années, et qui nous ont donné la certitude expérimentale de la réalité des molécules et de l'exactitude de la théorie cinétique.

C'est en somme une compilation des mémoires récents, compilation d'ailleurs très complète et qui pourra rendre des services. En particulier, la bibliographie qui est publiée à la fin du volume, comporte 92 numéros, et est à peu près complète jusqu'à l'année 1910.

L'ouvrage est divisé en 4 parties : I. Existence de particules discrètes dans des solutions apparemment homogènes (Phénomène de Tyndall. Absorption de la lumière par les colloïdes amicroscopiques).

II. Théorie cinétique des gaz.

III. Mouvement Brownien.

IV. Théorie atomistique de l'électricité (Corpuscules, Ions, Rayons α).

Malheureusement l'auteur qui a lu consciencieusement les mémoires qu'il cite, ne les critique, ni du point de vue expérimental, ni du point de vue théorique. Ainsi se trouvent juxtaposées, à peu de pages de distance, des données souvent contradictoires. De plus, et ceci est plus grave, il s'est glissé dans le texte quelques grosses erreurs. Par exemple, la grandeur Δ de la formule d'Einstein sur le mouvement Brownien représente, non pas le déplacement absolu d'un granule, comme le croit M. Mecklenburg, mais sa projection sur un axe. Les critiques que fait l'auteur aux travaux de Seddig et Svedberg tombent donc d'elles-mêmes.

A la page 79 se trouve un calcul invraisemblable qui détruit les lois trouvées par Svedberg de la formule d'Einstein avec laquelle elles sont incompatibles.

Edmond Bauer

Mémoires de l'Observatoire de l'Ebre. La section électrique, par **J. Garcia Molla**. 1 vol. (22×30) 119 pages (G. Gili, éditeur, Barcelone, 1910).

On est très autorisé aujourd'hui à ne pas considérer le soleil comme étranger aux causes de phénomènes électriques qui ont leur siège sur notre planète et dans l'atmosphère qui l'enveloppe ; l'Observatoire de l'Ebre, créé dans le but d'étudier les relations entre le soleil et la terre, a été ainsi amené à constituer une section électrique où les phénomènes d'électricité atmosphérique et d'électricité tellurique sont étudiés d'une façon méthodique et régulière.

C'est grâce à l'activité des pères Cirera, Dressel et Garcia-Molla que la section électrique de l'Observatoire de Tortosa fonctionne aujourd'hui normalement et est prête à enregistrer toute manifestation intéressante dans ce genre de phénomènes.

Dans l'électricité atmosphérique on y étudie : 1° l'ionisation de l'air, en en déterminant la conductibilité, soit en valeurs relatives par la méthode de dispersion d'Elster et Geitel, soit en valeurs absolues par le nombre et la mobilité des ions à l'aide de la méthode de Gerdien ; 2° le potentiel atmosphérique par la méthode employée par M. Chauveau au Bureau central météorologique, collecteur à écoulement d'eau, électromètre Mascart et enregistrement photographique ; 3° les ondes hertziennes atmosphériques au moyen d'appareils analogues à ceux employés dans la télégraphie sans fil, permettant ainsi d'enregistrer les décharges atmosphériques et les orages et, grâce à des perfectionnements apportés aux appareils par Boggio-Leras, Turpain et Marconi, de déterminer à la fois la direction, la distance, le mouvement de l'orage.

La situation isolée de l'Observatoire, éloigné de toute ligne de transport électrique, a permis aux organisateurs de faire une place importante à l'électricité tellurique. Deux lignes de câble conducteur sont à peu près orientées dans la direction du méridien magnétique et dans la direction normale ; on mesure l'intensité du courant qui circule dans chaque ligne et ayant déterminé la résistance de chacune d'elles, on déduit la force électromotrice aux extrémités. On peut ainsi étudier la variation de cette grandeur en fonction de la déclinaison et de la force horizontale magnétique.

Ces différentes installations ont déjà apporté leur contribution lors de l'éclipse solaire du 30 août 1905.

Gaston Danne.

Annuaire du Bureau des longitudes pour l'année 1911 (1 vol. (100 × 155), 750 pages, Gauthier-Villars, éditeur, Paris, 1910. Prix 1 fr. 50).

L'annuaire du Bureau des longitudes pour l'année 1911 renferme des documents astronomiques, des tableaux relatifs à la métrologie, aux monnaies, à la géographie et à la météorologie. Deux intéressantes notices, la première de M. Poincaré sur la XIV *Conférence de l'Association géodésique internationale*, l'autre de M. Bigourdan sur l'*Eclipse de soleil du 17 avril 1912* viennent s'ajouter aux remarquables notes déjà publiées les années précédentes.

Gaston Danne.

Le Gérant : Pierre Augel. 67 751. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Obtention d'un ion isolé, mesure précise de sa charge; correction à la loi de Stokes.

Par R. A. MILLIKAN

Université de Chicago. — Laboratoire de Physique.

I. **Introduction.** — L'objet de cette communication est une nouvelle méthode pour étudier l'ionisation dans les gaz, méthode qui a permis d'arriver aux résultats suivants.

1. On a pu observer l'accouplement d'une goutte minuscule d'huile soit à un ion atmosphérique isolé, soit à un nombre quelconque de ces ions variant entre 1 et 150, et suivre cette goutte dans le champ visuel d'une lunette aussi longtemps qu'on voulait.

2. En étudiant les mouvements d'une gouttelette semblable sous l'action simultanée de la pesanteur et d'un champ électrique, on a pu fournir une démonstration directe et tangible de ce postulat que les charges électriques, quel que soit leur mode de production, sont toujours des multiples exacts d'une même charge élémentaire.

3. On a pu mesurer la valeur exacte de cette charge élémentaire, en évitant toute supposition théorique sujette à caution; la précision n'était limitée que par celle avec laquelle on connaît le coefficient de viscosité de l'air.

4. On a déterminé directement l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique de l'agitation thermique des molécules, et on a donné par là une preuve nouvelle, directe et convaincante en faveur de la théorie cinétique de la matière.

5. On a fait voir que la grande majorité des ions de l'air, tant positifs que négatifs, portent une seule charge élémentaire; mais que certains d'entre eux peuvent en porter plusieurs, ce qui voudrait dire que des phénomènes de valence peuvent avoir lieu dans un gaz ionisé.

6. On a montré que la loi de Stokes relative au mouvement d'une petite sphère à travers un milieu résistant ne s'applique plus lorsque le diamètre de la sphère devient comparable au libre parcours moyen des molécules du milieu, et on a établi la correction qu'il faut apporter à la loi dans ce cas.

II. **Méthode expérimentale.** — Un nuage de gouttelettes fines d'huile, de mercure ou d'une autre substance non volatile est formé, à l'aide d'un pulvérisateur, au-dessus d'un condensateur à plateaux horizontaux. Le plateau supérieur étant percé au centre d'un trou d'épingle, un petit nombre de gouttelettes tombent librement dans l'espace compris entre les plateaux; le trou est alors bouché pour éviter les courants d'air. Le condensateur employé consistait généralement en deux plateaux de laiton massifs, circulaires (diam. = 20 cm) et bien dressés, maintenus exactement à 16 mm l'un de l'autre au moyen de trois petites cales d'ébonite. Les plateaux sont enfermés de tous côtés et la température réglée de façon à supprimer les mouvements d'air dans le condensateur. Une fois la gouttelette dans le condensateur, elle est éclairée par un faisceau venant d'un arc électrique à travers une petite fenêtre; elle apparaît alors dans le champ de vision d'un cathétomètre comme une étoile brillante sur fond noir. Sous l'action de la pesanteur, cette étoile tombe lentement vers le plateau inférieur; mais avant qu'elle l'atteigne, un champ de 3000 à 8000 volts est appliqué aux plateaux, et si la gouttelette avait à l'origine (c'est-à-dire au moment où elle a été formée dans le pulvérisateur), une charge de signe et de grandeur convenables, elle est repoussée vers le haut par le champ. Avant qu'elle ait pu toucher au plateau supérieur, on supprime le champ et on met les plateaux en court-circuit; la goutte se remet à tomber, et on mesure exactement le temps qu'elle emploie à franchir la distance correspondant à l'intervalle des fils formant le réticule de la lunette[1]. On rétablit le champ et on mesure de nouveau le temps de passage correspondant; ces deux opérations peuvent être répétées alternativement un nombre de fois indéfini.

De temps en temps, la gouttelette cueille un des ions toujours présents dans le condensateur, qu'il s'agisse de l'ionisation normale de l'air atmosphérique ou de celle produite par du radium ou des rayons X; ce fait se traduit aussitôt par un changement de la vitesse observée avec champ. En connaissant ce changement, en signe et en grandeur, et en le comparant

1. Cette distance varie généralement entre 1 et 1,5 cm.

à la vitesse sans champ (laquelle reste bien entendu invariable), on calcule le signe et la valeur exacte de la charge de l'ion cueilli; l'erreur d'une observation isolée ne doit pas dépasser 1 5 pour 100. Les conclusions énoncées dans le paragraphe I sont déduites directement et simplement des valeurs des vitesses observées.

III. L'équation suivante établit la relation entre la masse m d'une gouttelette, sa charge e_n, sa vitesse v_1 sans champ et sa vitesse v_2 dans un champ F :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{Fe_n - mg}; \text{ d'où } e_n = \frac{mg}{F}(v_1 + v_2) \ldots (1)$$

densité de l'air et μ son coefficient de viscosité. Comme d'autre part :

$$m = \frac{4}{3}\pi a^3 \sigma,$$

on a, en combinant les trois dernières équations,

$$e_n = \frac{4\pi}{3}\left(\frac{9\mu}{2g(\sigma - \varsigma)}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sigma g}{F}(v_1 + v_2)v_1^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

En mesurant v_1 et v_2 ainsi qu'il a été dit plus haut on peut donc déterminer la charge e_n que la goutte possède à chaque instant.

Tableau I.

T_0	T_1	$e_n.10^{10}$	n	$e_1.10^{10}$	T_0	T_1	$e_n.10^{10}$	n	$e_1.10^{10}$	T_0	T_1	$e_n.10^{10}$	n	$e_1.10^{10}$
22,8	29,0	54,47	7	4,925	22,8	8,6	68,65	14	4,904	25,5	59,5			
22,0	21,8	59,45	8	4,951	23,1	8,7				25,5	59,2			
22,5	17,2				23,2	9,8	65,68	15	4,900	25,4	59,0	29,62	6	4,957
22,4	—	44,42	9	4,956	—	9,8				25,5	59,1			
22,0	17,5				23,5	10,7	59,12	12	4,927	25,2	71,8	24,60	5	4,920
22,0	17,5				23,4	10,6				25,4	582,5			
22,0	14,2	49,41	10	4,941	23,2	9,6				25,2	574,0		4	
22,7	21,5	59,45	8		23,0	9,6				25,4	71,0			
22,9	11,0	59,12	12	4,927	23,0	9,6				25,8	70,6	24,60	5	4,920
22,4	17,4	44,42	9		23,2	9,5				25,4	58,5			
22,8	14,5	49,41	10		23,0	9,6	65,68	15	4,900	25,1	59,2		6	
22,8	12,2	55,92	11	4,902	—	9,4				25,5	70,5			
22,8	12,5				22,9	9,6				25,4	70,5			
23,0					—	9,6				25,6	71,2			
22,8	14,2				22,9	9,6				25,4	71,4	24,60	5	4,920
—	.	49,41	10	4,941	—	10,6	59,12	12	4,927	25,6	71,0			
22,8	14,0				—	8,7				25,4	71,4			
22,8	17,0				23,4	8,6	68,65	14	4,904	25,5	580,6			
—	17,2	44,42	9	4,956	23,0	12,5				25,4	584,6			
22,9	17,2				23,5	12,2	55,92	11	4,902	25,2	580,0			
22,8	10,9				—	12,1				25,4	575,4	19,66	4	4,915
22,8	10,9	59,12	12	4,927	23,2	12,4				25,6	580,4			
22,8	10,6				Charge modifiée à l'aide du radium					25,5	574,0			
22,8	12,2	55,92	11	4,902	23,4	72,4				25,4	585,6			
22,8	8,7	68,65	14	4,904	22,9	72,4				—	59,2			
22,7	6,8	85,22	17	4,894	23,2	72,2	24,60	5	4,920	25,5	59,2			
22,9	6,6				23,5	71,8				25,5	59,0	29,62	6	4,957
22,8	7,2				23,0	71,7				25,4	59,6			
	7,2				23,0	59,2		6		—	70,8			
	7,5				23,2	59,2					70,4	24,60	5	4,920
—	7,2	78,54	16	4,897	—	27,4	54,47	7		—	70,6			
23,0	7,4				—	20,7	59,58	8	4,922	25,6	578,0	19,66	4	4,915
—	7,5				.	26,9				25,6	59,4	29,62	6	4,957
—	7,2				—	27,2	54,47	7	4,925	25,6	70,8	24,60	5	4,920

On remarquera que la formule (1) ne contient implicitement que cette seule supposition que la vitesse de la goutte est proportionnelle à la force qui la sollicite; or cette supposition est vérifiée d'une façon complète et précise par les expériences qui vont être décrites.

Admettons provisoirement, pour une estimation préalable de la charge e_n, que la loi de Stokes s'applique à notre goutte, c'est-à-dire que l'on a :

$$e_1 = \frac{2}{9} \cdot \frac{ga^2}{v_1}(\sigma - \varsigma), \quad (2)$$

si a est le rayon de la goutte, σ sa densité, ς la

IV. Le tableau I représente l'une des séries de mesures, où les mouvements de la goutte ont été suivis pendant un temps, exceptionnellement long, de quatre heures et demie. T_0 est le temps en secondes, que la goutte met à passer entre les fils sous l'action de la pesanteur seule; on voit que ces temps sont bien concordants d'un bout à l'autre de la série, sauf peut-être pour les 10 premiers, quoiqu'il y ait une légère augmentation systématique due à l'évaporation lente de la goutte. Cette concordance montre qu'on avait réussi à éliminer les courants de convection et autres perturbations dans l'air du condensateur; ce résultat n'a été acquis qu'au prix de difficultés considérables.

En particulier, on évitait l'échauffement par l'arc en filtrant ses rayons à travers 60 cm. d'eau et en ne les laissant pénétrer dans le condensateur que pendant le temps strictement nécessaire aux lectures. L'absence de courants d'air est démontrée aussi par ce fait que la gouttelette exécutait ses mouvements de va-et-vient toujours sur une même verticale, sans s'en écarter de plus de 2 à 3 mm. au bout d'une heure et plus.

T_F est le temps de passage de la goutte lors de son mouvement ascensionnel sous l'influence combinée de la pesanteur et du champ électrique; la différence de potentiel V entre les plateaux a varié dans cette série entre 7950 et 7750 volts. Les temps T_F restent constants pendant un certain nombre de mesures, puis augmentent ou baissent brusquement; comme la charge initiale de la goutte était négative dans ce cas, une augmentation du temps signifie que c'est un ion positif qui vient d'être happé par la goutte, et une diminution signifie que c'est un ion négatif. On a réuni par des accolades les temps T_F qui forment des groupes de valeurs constantes; la troisième colonne du tableau contient les valeurs de e_n calculées d'après la formule (3) pour la moyenne de chacun de ces groupes.

En se bornant à la seconde partie de la série, où les mesures ont été plus précises, on constate que si l'on dispose les valeurs de e_n par ordre croissant et qu'on prenne les différences de chaque paire de valeurs consécutives, ces différences sont sensiblement constantes :

$$19,66 - 24,60 \qquad 29,62 - 34,47 - 39,38$$
$$4,94, \quad 5,02 \quad 4,85 \quad 4,91$$

La moyenne est $4,93.10^{-10}$ U. E. S.; il est clair qu'elle représente une première approximation de la charge élémentaire d'un ion. On divise alors chacun des nombres e_n par un nombre entier n tel que le quotient soit aussi voisin que possible de $4,93.10^{-10}$; n est donc le nombre de charges élémentaires que la goutte possède à chaque instant. On voit que les quotients e_1 ainsi obtenus sont très constants, ils ne diffèrent pas plus d'un demi pour cent de leur moyenne qui est $4,917.10^{-10}$. On a donc là une mesure précise de la charge élémentaire, en admettant toutefois que la loi de Stokes soit applicable à la goutte examinée.

On peut faire encore les remarques suivantes à propos du tableau I.

1) La charge initiale de la goutte due aux frottements qu'elle a subis en se formant dans le pulvériteur, est $34,47.10^{-10}$, soit, à très peu de chose près, le septuple de la charge élémentaire $4,917.10^{-10}$; la même concordance se retrouve dans chacune des 100 à 200 séries que nous avons faites, M. Harvey Fletcher et moi; c'est-à-dire que la charge initiale est toujours un multiple exact de la charge la plus petite que la goutte puisse cueillir dans l'air. Quant à la charge cueillie, elle est toujours égale à la quantité élémentaire, calculée comme ci-dessus, ou à un multiple peu élevé de cette quantité.

2) Il n'y a aucune différence systématique entre les charges e_1 obtenues pour divers temps T_F, quoique ceux-ci aient varié entre 380s et 6s,7. On en déduit que les valeurs calculées de e_1 ne dépendent pas de la vitesse de la goutte; ceci prouve l'affirmation avancée plus haut, que la vitesse est rigoureusement proportionnelle à la force.

3) Puisque la charge de la goutte a varié entre $4e_1$ et $17e_1$ et que ni les valeurs de T_0 ni celles de e_1 ne dénotent aucune différence correspondante, on conclut encore que la résistance que l'air oppose au mouvement de la goutte ne dépend pas du fait qu'elle soit chargée ou non.

4) On voit que, d'une manière générale, la goutte ne s'adjoint un ion que dans les intervalles de temps où il n'existe pas de champ entre les plateaux; en effet, s'il en était autrement, il y aurait beaucoup de nombres irréguliers parmi les valeurs de T_F; or il n'y en a eu qu'un seul. On s'explique facilement ce fait en considérant que dans des champs aussi intenses que ceux employés ici, la vitesse d'un ion est de l'ordre de 10^4 cm/sec; pour qu'un ion soit happé par la goutte, il faut donc que la molécule ionisée se trouve juste sur la même verticale que la goutte, ce qui est en général peu probable. Au contraire, en l'absence du champ, les ions ne sont sollicités que par l'agitation thermique et peuvent facilement se rencontrer tôt ou tard avec la goutte.

5) Dans la première partie de la série, la goutte portait de 12 à 17 charges négatives; mais ceci ne l'empêchait pas de s'adjoindre de nouveaux ions négatifs. L'énergie nécessaire pour qu'un ion négatif soit poussé, en dépit de la répulsion électrostatique, vers la goutte chargée négativement, ne peut provenir du champ, puisque le phénomène se produit précisément lorsque le champ est supprimé; elle ne peut non plus être due à une projection de l'ion par la molécule au moment où celle-ci fait explosion, car dans ce cas également les ions viendraient se coller sur la goutte aussi bien (ou presque aussi bien) dans un champ que sans champ. On a donc ici une preuve directe de ce qu'un ion possède une certaine énergie cinétique d'agitation, qui est suffisante pour vaincre la répulsion électrostatique de la goutte. Cette énergie peut facilement être calculée en connaissant le rayon de la goutte qui a été de 0,000197 cm. et la valeur exacte de la charge élémentaire qui, d'après l'ensemble de nos expériences, est de $4,902.10^{-10}$ U. E. S. L'énergie nécessaire pour pousser un ion chargé de e contre une sphère de rayon r chargée de $16e$, est

$$\frac{16.\quad 16 \quad 4,902 \quad 10^{-}}{r \qquad 0,000197} = 1,95.10^{-11} \text{ ergs.}$$

L'équation de la théorie cinétique

$$p = \frac{1}{3} m n u^2$$

combinée avec la valeur de e qui vient d'être citée, conduit au nombre de $5,756.10^{-14}$ ergs pour l'énergie cinétique d'agitation d'une molécule; suivant la loi de Maxwell-Boltzmann, c'est aussi l'énergie cinétique d'agitation d'un ion. On voit que cette valeur est à peu près triple de la précédente; il s'ensuit que si l'on chargeait la goutte négativement jusqu'à un tel degré que l'énergie potentielle de sa charge fût trois fois plus grande que celle qu'avait la goutte considérée ici, la goutte perdrait la faculté de s'adjoindre de nouveaux ions négatifs. L'expérience montre que tel est bien le cas; en effet, une goutte très chargée avait toujours beaucoup moins de tendance à cueillir des ions de son signe, et pour une goutte que nous avons observée pendant près de quatre heures et qui avait un rayon de 0,000658 cm, une charge négative de 126 à 150 unités élémentaires et, par conséquent, une énergie potentielle de $4,6.10^{-13}$ à $5,47.10^{-13}$ ergs, nous n'avons constaté qu'une seule fois en ces quatre heures qu'un ion négatif soit venu se poser sur la goutte quoique l'ionisation ait été plusieurs fois plus intense que dans le cas du tableau I. Il est donc prouvé d'une manière directe et indépendante de toute théorie, que l'énergie cinétique d'agitation d'un ion ou d'une molécule est de l'ordre de 5.10^{-14} ergs, ainsi que le veut la théorie cinétique.

6) La majorité des changements de vitesse qu'on trouve dans le tableau correspondent à des variations d'une seule unité dans le nombre n; c'est donc que la majorité des ions ne portent qu'une seule charge. Quant aux variations égales à 2 ou à 3, qui se présentent également dans le tableau, elles ne suffisent généralement pas pour établir l'existence des phénomènes de valence, pour des raisons qu'il serait trop long d'exposer ici; mais une indication indubitable a été fournie par un cas qui s'est produit vers la fin de la série, où la goutte s'est chargée d'un ion double négatif pendant son mouvement ascensionnel en présence du champ et pendant que j'étais en train de la regarder.

7) Dans la première partie de la série, l'air du condensateur était ionisé par les rayons d'un échantillon de radium (500 mgr. de bromure d'activité 3000) placé à un mètre et demi. Ensuite on approche le radium à une dizaine de centimètres et on modifie artificiellement de six unités la charge de la goutte, par un procédé qui va être indiqué tout à l'heure; puis on a emporté le radium dans une autre pièce, de sorte que dans la dernière partie de la série on n'a eu affaire qu'à l'ionisation normale de l'air.

Le procédé employé pour modifier la charge consiste en ceci. Supposons qu'on veuille ajouter à la goutte des charges négatives; on l'arrête alors à peu de distance du plateau positif, par l'application d'un champ convenable, et on place le radium de façon à produire une ionisation uniforme entre les plateaux. Dans ces conditions, si on admet en première approximation que la mobilité et le nombre d'ions des deux signes sont les mêmes, la probabilité pour un ion négatif de rencontrer la goutte sera à la probabilité correspondante pour un ion positif, comme la distance entre la goutte et le plateau négatif est à la distance entre la goutte et le plateau positif; si donc la goutte est près du plateau positif, elle se chargera négativement de préférence[1].

V. En calculant les valeurs de e_1 pour différentes gouttes, on a trouvé au début des divergences notables même pour celles qui avaient la même vitesse v_1, par conséquent les mêmes dimensions; pourtant chaque goutte prise isolément donnait des valeurs très concordantes entre elles. Cette irrégularité a été éliminée en soufflant les gouttes dans de l'air privé de poussières; dans ces conditions, si la vitesse v_1 est à peu près la même pour deux gouttes, les valeurs de e_1 sont égales, même si les différences de potentiel V varient considérablement. Au contraire, pour des gouttes de vitesse différente, e_1 ne reste pas invariable, mais diminue à mesure que v_1 augmente. Ceci tient évidemment à ce que la loi de Stokes ne trouve plus son application exacte.

Pour étudier ces divergences d'une façon précise, nous avons fait un grand nombre d'observations sur des gouttes d'huile dont les vitesses ont varié entre des limites qui sont dans le rapport de 1 à 360. Le nombre total des gouttes étudiées pendant un intervalle de cinq mois a été 100 à 200; en supprimant les poussières, en réglant l'évaporation des gouttes, en employant un chronographe au lieu d'un compte-secondes, en faisant alterner les lectures faites par M. Fletcher avec les miennes, afin d'éliminer l'équation personnelle, nous sommes parvenus à un degré de précision beaucoup plus grand que celui qu'on a eu dans le tableau I. Voici, à titre d'exemple, deux séries faites dans de bonnes conditions; la seconde se signale par le grand nombre de charges élémentaires présentes. Le calcul approximatif de e_1 à l'aide des différences donne des moyennes exactes à 1/2 pour 100 près, même lorsque n est très grand; mais la précision est augmentée de beaucoup en divisant les e par n, aussitôt qu'on connaît les n d'après le calcul des différences.

1. En réalité, la mobilité et le nombre d'ions négatifs sont un peu plus grands; c'est pour cette raison que les gouttes ont toujours une certaine tendance à recueillir plutôt des charges négatives. Par conséquent, pour pouvoir les garder pendant longtemps dans le champ visuel sans qu'elles finissent par se rendre sur les plateaux, il est préférable de choisir des gouttes chargées négativement dès le début.

Tableau II.

T_0	V	T_1	$e_0 . 10^{10}$	n	$e_1 . 10^{10}$
14.87		114.7			
14.88	8471	114.8	56.14	11	5.104
14.87		115.5			
14.90		64.2			
14.85		64.8	61.20	12	5,100
14.82	8478	64.2			
14.84		64.2			
14.84	8425	117.0	56.12	11	5.102
14.84		117.0			

V. moyen 0,08847 — e_1 moyen 5,102

Tableau III.

T_0	V	T_1	$e_0 . 10^{10}$	n	$e_1 . 10^{10}$
—		8.7			
—	8577	8.3	C22.40	123	
—		8.5			
Charge modifiée sans l'aide du radium.					
M 2.44		28.4			
—		28.7			
		28.7			
2.46		28.4	524.25	104	5,040
» 2.54	8573	29.0			
» 2.46		29.0			
» 2.45		28.8			
» 2.45		28.6			
Charge modifiée à l'aide du radium.					
» 2.44		15.7			
» 2.48		15.7			
—		15.7	558.78	111	5,054
—	8568	15.7			
—		15.8			
Charge modifiée à l'aide du radium.					
—		59.1	505.42	100	5.054
» 2.50	8565	59.1			
—		59.8	505.22	100	5.052
I 2.45	8563	60.2			
Charge modifiée à l'aide du radium.					
—	8561	81.0	498 12	99	5.051
		82.1			
Charge modifiée à l'aide du radium.					
2.44		19.0			
2.50		20.1	545,41	108	5.052
2.42	8555	20.0			

e_1 moyen 0,4074 — e_1 moyen 5.055 (***).

(*) Initiale du nom de l'observateur.

(**) Moyenne calculée en attribuant un poids à chacune des valeurs de e_1.

Différences :

		e_0	n	e_1	Erreur probable
545,41 —	498,12	45.29	9	5,052	0,5 pour 100
505,27	498,12	5.11	1	5.11	5.0
558,78	505,42	55.56	11	5.055	0.5
558,78 —	524.25	34.53	7	4.94	5.0

Moyenne 5,051

Le tableau IV contient les résultats définitifs de toutes les séries faites pendant une période de 47 jours consécutifs, à l'exception toutefois de trois séries conduisant à des valeurs de e_1 qui sont de 2 à 4 pour 100 trop faibles pour trouver leur place sur la courbe de la fig. 1, qui est la représentation graphique du tableau IV. Il est probable que dans chacun de ces cas anomaux on a eu deux gouttes collées ensemble au lieu d'une ; en effet, on n'a jamais observé de valeurs de e_1 qui aient été trop élevées, et d'autre part la sphère est, de tous les corps ayant même masse et même densité, celui qui doit tomber le plus vite. La goutte du tableau I est du nombre de ces gouttes anomales,

Tableau IV.

Numéro d'ordre	Vitesse v_1 cm/sec	Rayon a cm/10	$e_1 . 10^{10}$	Erreur probable	$e . 10^{10}$	Erreur pour 100
1	0.001515	0.0000513	7.384	6.0		
2	0.001675	558	6.864	4.0		
3	0.001927	586	6.142	2,5		
4	0.006815	755	5.605	1.5		
5	0 01085	967	5.490	0,5	4.892	0.20
6	0.01107	979	5.496	0,7	4,889	0.26
7	0,01164	0,0001004	5.485	0,4	4.903	0.03
8	0,01176	1006	5.482	0.4	4.916	0.28
9	0.01195	1016	5.458	0.8	4,891	0.22
10	0.01359	1087	5.448	0.5	4.908	0.10
11	0.01415	1109	5.448	0.4	4.921	0.42
12	0.01868	1281	5.349	0.5	4.900	0.03
13	0,02615	1521	5.295	0.5	4.910	0.17
14	0,03537	1750	5.257	0.5	4,918	0.34
15	0.04265	1954	5.208	0.5	4 913	0.21
16	0.05360	2205	5.148	0.4	4.884	0.56
17	0,05554	2254	5.145	0.5	4,885	0.34
18	0.06800	2481	5.143	0.7	4.912	0.21
19	0.07270	2562	5.139	0.5	4.913	0.01
20	0.08845	2815	5,102	0.3	4.901	0.01
21	0.09822	2985	5,107	0.4	4.915	0.27
22	0.1102	3166	5,065	0.4	4.884	0.56
23	0,1219	3344	5,042	0.5	4,882	0.40
24	0.1224	3359	5.096	0,5	4.925	0.44
25	0,1267	3395	5.061	0.5	4.894	0.15
26	0,15145	3712	5.027	0.5	4.880	0.44
27	0.1644	3876	5.050	0.5	4.905	0,03
28	0.2027	4297	4,989	0.7		
29	0,2175	4447	5,046	0.4		
30	0,3089	5315	4,980	1.0		
31	0.3969	6047	5,060	1,0		
32	0.4074	6104	5.055	1,0		
33	0.4755	6581	4.911	1.5		

Moyenne finale e 4.9016.

car elle donne une valeur de e_1 trop faible de 4 pour 100 pour s'adapter à la courbe ; c'est la plus grande déviation qu'on n'ait jamais observée.

VI. Correction à la loi de Stokes. Un procédé que j'indiquerai ailleurs conduit à remplacer la formule (2) par la suivante :

$$e_1 = \frac{2}{9} \frac{g a^3}{v} \left(1 + 1 \frac{l}{a}\right)$$

où a est le rayon de la goutte, l le libre parcours moyen d'une molécule du gaz et A une constante à déterminer par les expériences. Il se trouve que A coïncide, dans les limites des erreurs expérimentales, c'est-à-dire à 1 ou 2 pour 100 près, avec la valeur déduite par M. Cunningham[1] par des considérations fondées sur la théorie cinétique; la valeur de A que donnent nos expériences est donc égale à 0,815. La connaissance de A permet de calculer le rayon a en le tirant de la formule (4); les résultats sont portés au tableau IV.

VII. **Valeur absolue de la charge élémentaire.** Si dans la formule (3) on tient compte de la modification que nous venons d'introduire et qu'on désigne par e la valeur absolue de la charge élémentaire et par e_1, comme précédemment, la valeur calculée en supposant exacte la loi de Stokes dans sa forme (2), on trouve :

$$e\left(1 + A\frac{l}{a}\right)^{\frac{3}{2}} = e_1.$$

Les valeurs de e résultant de cette formule ont été également inscrites dans le tableau IV; on a seulement omis celles relatives aux 4 premières et aux 6 dernières expériences (quoiqu'elles n'eussent pas modifié sensiblement la moyenne finale), parce que les erreurs expérimentales sont relativement plus grandes lorsque les gouttes sont très lentes ou très rapides.

La moyenne finale de e est $4,9016.10^{-10}$ U. E. S.; l'erreur probable calculée à la manière habituelle est environ 1/10 pour 100; mais, comme le coefficient μ de viscosité de l'air entre dans notre formule, la précision de e est limitée par celle avec laquelle on connaît μ. Après une étude détaillée de toutes les

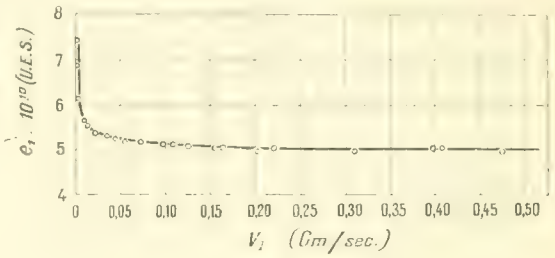


Fig. 1.

données qu'on possède sur μ, je me suis arrêté à la valeur $\mu = 0,0001785$ (à 15°) que je crois exacte à moins d'un demi pour 100 près.

Il est très intéressant de constater l'accord parfait qui existe entre nos résultats et la formule théorique de M. Cunningham; toutefois, l'exactitude de notre valeur finale de la charge élémentaire ne dépend d'aucune explication particulière quant à la raison qui met la loi de Stokes en défaut. Il se pourrait que des expériences avec une substance autre que l'huile conduisissent à une valeur différente de A: mais notre valeur de e n'en serait nullement affectée. Il est très important de savoir si une variation du libre parcours (qu'on pourrait produire soit en faisant varier la pression, soit en prenant un autre gaz) entraîne une variation de e_1 conforme à la théorie de M. Cunningham; nous comptons bientôt pouvoir éclaircir ce point et faire une nouvelle communication à ce sujet.

[Manuscrit reçu le 28 Novembre 1910.]

Extrait par L. Kolowrat.

La recombinaison des ions produits dans les gaz par les rayons α

Par M. MOULIN

(École de Physique et de Chimie. — Laboratoire de Physique.)

1. — Les ions produits dans les gaz par les rayons α se comportent, après leur production, exactement de la même manière que les ions produits par d'autres agents ionisants. Mais il n'en est plus de même si l'on étudie ces ions au moment même de leur formation; en particulier, on sait que le courant de saturation est beaucoup plus difficile à obtenir dans un gaz soumis à l'action des rayons α que si ce gaz est soumis à l'action des rayons Röntgen.

MM. Bragg et Kleeman[2], qui ont attiré l'attention sur ce fait, ont trouvé que la courbe de saturation (courant en fonction de la différence de potentiel) présente des caractères tout à fait spéciaux : si le courant est assez faible, la courbe *tracée en fonction du champ* ne dépend sensiblement pas en valeur relative de la distance des plateaux du condensateur entre lesquels on produit l'ionisation elle ne dépend pas non plus de l'intensité du courant de saturation. Ces faits expérimentaux sont très nets si l'on emploie l'appareil de Bragg.

Pour les interpréter, M. Bragg a supposé que la recombinaison la plus importante s'effectue entre les

1. V. *Le Radium*, 7 (1910), 550.
2. Bragg et Kleeman, *Phil. Mag.*, 11 (1906), 466.

ions provenant d'une même molécule, qui restent au voisinage l'un de l'autre, parce que l'électron qui est arraché à la molécule se trouve arrêté dès son premier choc contre une autre molécule du gaz. Cette recombinaison spéciale que M. Bragg appelait « recombinaison initiale » devait avoir, d'après lui, une influence beaucoup plus grande que la recombinaison ordinaire, cette dernière s'effectuant entre des ions qui arrivent au voisinage l'un de l'autre sous l'influence de leur attraction mutuelle et de l'agitation thermique. Cette hypothèse permettait d'expliquer les faits connus : indépendance (en valeur relative) de la recombinaison et de la distance des plateaux du condensateur ou du nombre total d'ions présents dans le gaz ; diminution rapide de la recombinaison à mesure que la pression du gaz diminue.

2. — Toutefois, M. Langevin a été amené par sa théorie de la recombinaison des ions à mettre en doute la validité de l'hypothèse de Bragg et à proposer une autre théorie susceptible d'une vérification expérimentale immédiate (4).

On peut remarquer en effet que, d'après ce que nous savons aujourd'hui sur les particules α, ces particules traversent le gaz sensiblement en ligne droite et produisent un très grand nombre d'ions le long de leur trajectoire. Si ces ions restent rassemblés au voisinage immédiat de cette trajectoire au moment de leur production, leur densité en volume est énorme par rapport à celle que l'on calculerait en les supposant répartis uniformément dans tout le volume du gaz et l'on doit s'attendre à observer une recombinaison intense.

On peut remarquer aussi que le corpuscule arraché à une molécule, même s'il est arrêté par la première molécule qu'il rencontre, doit s'éloigner du résidu positif à une distance qui est de l'ordre de son libre parcours, un peu plus de 4 fois celui des molécules du gaz. Comme la particule α produit probablement un ion par molécule rencontrée, au moins à la fin de son parcours, la probabilité d'une recombinaison entre les deux ions provenant d'une même molécule n'est pas plus grande que la recombinaison entre des ions provenant de molécules différentes rencontrées par la même particule α.

Dans cette hypothèse, la recombinaison ne doit pas dépendre en valeur relative du nombre de particules α qui traversent le gaz, puisqu'elle s'effectue entre les ions produits par une même particule ; elle doit diminuer avec la pression, puisque, la densité en volume des ions dans chaque file d'ions diminuant quand la pression diminue, le sens de la variation de la recombinaison doit être le même que dans le cas ordinaire (Rayons X).

3. — En examinant les conséquences de cette théorie, j'ai pu montrer qu'elle permettait d'interpréter un fait signalé par M. Kleeman[1], que la recombinaison est relativement plus importante vers la fin du parcours des particules (maximum de la courbe de Bragg) qu'au début. La variation de la recombinaison correspond sensiblement à celle qu'on peut prévoir en tenant compte de la variation de densité en volume des ions le long de la trajectoire d'une même particule (Voir *Le Radium*, 5 (1908) 136-141).

4. — Si les ions produits par chaque particule sont ainsi distribués en colonnes, on prévoit immédiatement que la recombinaison doit dépendre essentiellement de la direction du champ par rapport aux trajectoires. Si le champ est dirigé perpendiculairement à ces trajectoires, il tend à disperser immédiatement les ions en ajoutant son effet à celui de la diffusion ; tandis que si le champ est parallèle aux colonnes d'ions, il n'a pour effet que de déplacer les ions des deux signes dans le sens même des colonnes d'ions, la diffusion intervenant seule pour les disperser. La recombinaison doit être beaucoup plus importante dans le second cas que dans le premier.

Quelques expériences préliminaires m'avaient montré qu'il en était bien ainsi dans le cas de l'air. Depuis, j'ai repris ces expériences d'une manière plus précise avec l'anhydride carbonique, l'air et l'hydrogène.

L'appareil employé consistait en un petit condensateur dont l'une des armatures, constituée par une feuille d'aluminium très mince, se laissait traverser facilement par les rayons α. L'autre armature reliée à l'électromètre était formée d'une bande rectangulaire d'aluminium (5 cm. de long sur 4 mm. de large) entourée d'un cadre de garde. La source de rayons α était une lame d'argent recouverte de polonium de 4 cm. de long et 5 mm. de large, disposée sous le condensateur, parallèlement à la bande isolée.

En faisant tourner ce condensateur autour de son axe, on pouvait faire arriver les rayons, convenablement canalisés, soit parallèlement au champ (à travers la feuille d'aluminium), soit perpendiculairement au champ (parallèlement aux armatures), soit dans une direction inclinée de 45° sur celle du champ.

La distance des armatures étant de 4 mm, on étudiait le faisceau de particules dans les mêmes conditions dans les deux premiers cas ; la direction du champ par rapport aux trajectoires étant seule modifiée[2].

Les résultats des expériences sont donnés par les figures 1, 2 et 3, qui représentent les courbes de saturation, tracées à deux échelles différentes, pour chaque gaz. Les ordonnées donnent le rapport du

1. Kleeman, *Phil. Mag.*, 12 (1906) 295.

2. A l'absorption près de la feuille d'aluminium (cette feuille était équivalente à 1,5 mm. d'air) il suffisait de déplacer la lame active d'une quantité convenable pour opérer toujours avec les particules de même vitesse.

courant obtenu pour un champ d'intensité donnée au courant de saturation ; les abscisses donnent le champ en volts par centimètre. Sur ces figures sont égale-

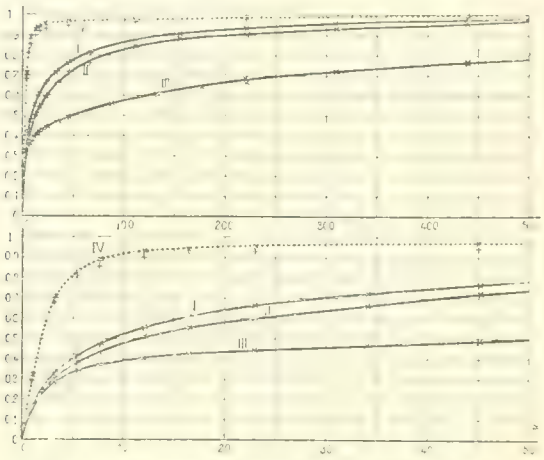


Fig. 1. — Courbes de saturation. CO^2 750 — 16°C.

I. Rayons α perpendiculaires au champ.
II. Rayons α à 45°.
III. Rayons α parallèles au champ.
IV. Rayons pénétrants { perpendiculaires au champ / parallèles au champ.

ment tracées (IV) des courbes de saturation obtenues pour des rayons pénétrants donnant dans le condensateur un courant de saturation de même intensité que le courant de saturation fourni par les rayons α.

Toutes ces courbes tracées en trait plein correspondent à une même distance de la lame de polonium au condensateur. Comme le parcours des rayons α est

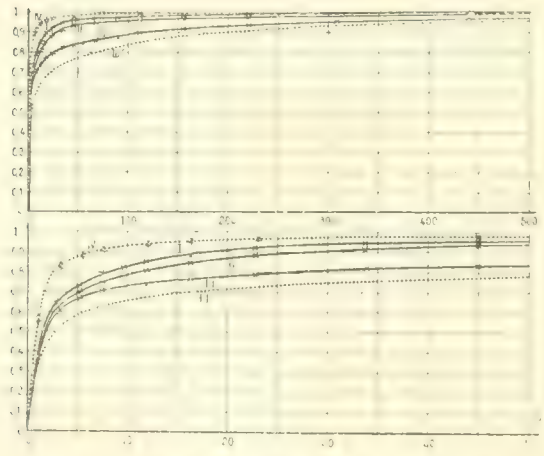


Fig. 2. — Courbes de saturation. Air. 750 — 16°C.

I. Rayons α perpendiculaires au champ.
II. Rayons α à 45°.
III. Rayons α parallèles au champ.
IV. Rayons pénétrants { perpendiculaires au champ / parallèles au champ.

plus petit dans CO^2 que dans l'air, les courbes correspondent pour ce gaz à des particules α de vitesse plus faible que celle des particules utilisées dans le cas de l'air. La courbe III', fig. 2 (air), correspond au contraire à des rayons α de même vitesse que les rayons utilisés dans le cas de CO^2.

On voit, d'après ces courbes, que :

1° Le courant de saturation est plus difficile à obtenir dans les cas des rayons α que dans le cas des rayons pénétrants.

2° La recombinaison initiale se fait sentir beaucoup plus dans CO^2 que dans l'air et dans l'air que dans H^2 où elle est très faible.

3° Que l'influence de la direction relative du champ et de la trajectoire a une importance d'autant plus grande que la recombinaison initiale est plus grande. La recombinaison présente une dissymétrie très notable dans le cas de CO^2 et dans le cas de l'air ; elle est inappréciable dans le cas de l'hydrogène.

5. — Influence de la nature du gaz. La théorie de la recombinaison dans les colonnes d'ions permet de prévoir d'une manière approchée comment doit

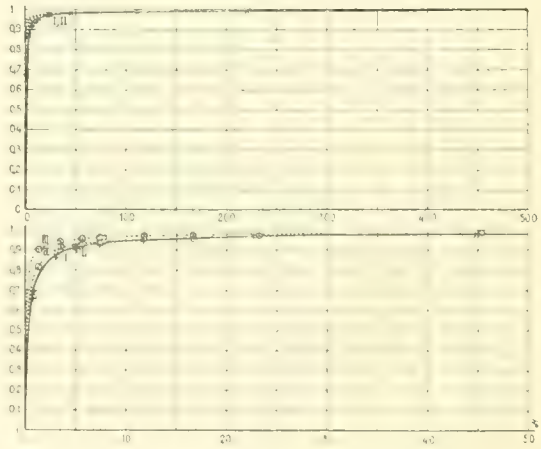


Fig. 3. — Courbes de saturation. H^2. 750mm. 16°C.

I. Rayons α perpendiculaires au champ.
II. Rayons α parallèles au champ.
III. ⊙ Rayons pénétrants perpendiculaires au champ.
IV. ⊙ Rayons pénétrants parallèles au champ.

varier cette recombinaison avec la nature du gaz. On trouve que, lorsque la recombinaison est faible, le nombre relatif d'ions qui se recombinent doit varier proportionnellement au coefficient de recombinaison des ions et à l'ionisation produite par les rayons α, et en raison inverse du parcours des particules et du carré de la mobilité des ions. Ce résultat est très suffisamment d'accord avec l'expérience.

6. — Influence de la direction du champ par rapport aux trajectoires. Il est également possible de prévoir comment, pour un même gaz, la courbe de saturation doit se modifier avec l'inclinaison du champ électrique sur la trajectoire de la particule.

La longueur de trajectoire utilisée dans les mesures est très grande par rapport au diamètre moyen des colonnes d'ions (qui est de l'ordre du libre parcours

des corpuscules) et si le champ est dirigé exactement dans le sens de la colonne d'ions, il ne produira aucune dispersion sensible des ions; avant que le champ ait déplacé ces ions d'une manière sensible, la diffusion les aura déjà dispersés dans le sens latéral. Nous pourrons donc admettre que si la direction du champ fait un angle θ avec la direction de la trajectoire, seule la composante de ce champ normale à la trajectoire pourra modifier la recombinaison en aidant la diffusion à éloigner les ions les uns des autres.

Supposons, par exemple, que l'angle θ soit en moyenne de 45°. Pour un champ h, la composante transversale du champ sera égale à $\frac{h}{\sqrt{2}}$ et il s'en suit qu'un champ h incliné de 45° sur la trajectoire devra extraire du gaz le même courant qu'un champ $\frac{h}{\sqrt{2}}$ établi perpendiculairement aux trajectoires.

On peut donc prévoir une relation simple entre les courbes I et II des fig. 1 et 2, mais il faut remarquer que cette relation ne peut exister que pour des champs assez intenses. Les ions qui ont échappé à la recombinaison initiale dans les colonnes d'ions peuvent, en effet, se recombiner avec des ions provenant de colonnes voisines et cette recombinaison dépend du champ total h et non de la composante transversale de ce champ.

Le tableau suivant montre que la relation en question est bien vérifiée par l'expérience.

Il donne pour différentes valeurs du champ h (à 45°) la valeur correspondante du rapport du courant i au courant de saturation I et la valeur de ce rapport calculée à partir des résultats obtenus avec le champ perpendiculaire aux trajectoires. On voit que l'accord entre les valeurs expérimentales et calculées est très satisfaisant.

Air 750mm, 16°			CO^2 750mm, 16°		
h volts/cm	$\frac{i}{I}$	$\frac{i}{I}$ calculé	h volts/cm	$\frac{i}{I}$	$\frac{i}{I}$ calculé
3,1	0,610	0,59	3,5	0,210	0,280
5,5	0,700	0,68	5,5	0,390	0,360
7,5	0,750	0,75	7,7	0,428	0,420
11,9	0,805	0,80	12,1	0,510	0,500
16,5	0,840	0,845	16,5	0,555	0,550
22,8	0,880	0,88	25,0	0,600	0,600
33,8	0,910	0,92	34,1	0,665	0,660
45,0	0,935	0,94	45,2	0,725	0,715
67,0	0,945	0,955	67,1	0,765	0,770
111	0,965	0,97	111	0,850	0,855
155	0,966	0,975	155	0,885	0,880
220	0,980	0,985	221	0,900	0,910
440	0,990	0,995	310	0,950	0,955
660	0,990	1,00	440	0,965	0,960
2200	1,00	1,00	660	0,970	0,980
			880	0,990	0,990
			1100	0,995	0,990
			1760	1,00	0,995
			2900	1,00	0,995

7. — On peut trouver de la même manière une relation entre le courant obtenu quand le champ est dirigé dans le sens du faisceau de rayons α et le courant qu'on obtient quand le champ est perpendiculaire à ce faisceau; mais la relation sera beaucoup moins simple, car dans un tel faisceau toutes les trajectoires des particules ne sont pas parallèles.

Si le champ était rigoureusement dirigé suivant la trajectoire, la colonne d'ions ne fournirait que les ions qui ont pu échapper à la recombinaison par suite de la diffusion. Mais les différentes trajectoires font avec le champ des angles compris entre θ et θ_1 et elles fourniront un courant d'autant plus grand que θ est plus grand.

Pour calculer le courant total, il est donc nécessaire de calculer :

1° La répartition des différentes trajectoires en fonction de l'angle θ.

2° Le courant élémentaire fourni par les trajectoires qui font un angle θ et qui est donné, pour un champ h, par le courant correspondant au champ $h\theta$ sur la courbe I (fig. 1 et 2). Ce courant doit subir, pour les petites valeurs de $h\theta$, une correction pour tenir compte des ions qui sortent par diffusion et qui sont recueillis par le champ h, beaucoup plus grand que le champ $h\theta$ (10 fois plus grand, en moyenne). J'ai effectué cette correction en admettant que les ions sortis par diffusion se comportent comme des ions répartis uniformément en volume et se recombinent de la même manière que les ions produits par les rayons pénétrants. Cette hypothèse est peut-être assez loin d'être exacte, mais cette correction n'intervient que très peu dans le résultat final dès que le champ h est assez grand. Elle n'a plus aucune influence pour un champ supérieur à 500 volts : cm. dans l'air et à 1000 volts : cm. dans CO^2.

3° Il reste ensuite à intégrer les courants élémentaires obtenus pour les différentes valeurs de θ en tenant compte de la répartition des trajectoires en fonction de θ.

Ce calcul est trop long pour pouvoir être reproduit ici et le détail en sera donné ailleurs[1]. Les courbes de la figure 4 en donnent le résultat. On voit que les points expérimentaux se placent bien sur la courbe calculée, tout au moins pour les champs intenses.

On calculerait facilement, par une méthode analogue, la forme de la courbe de saturation, pour le cas où l'on place la substance active sur l'un des plateaux d'un condensateur. On voit immédiatement que cette courbe doit dépendre de la distance des plateaux quand cette distance est inférieure au parcours des rayons α, puisque l'importance relative des trajectoires obliques et des trajectoires voisines de la normale varie. La saturation sera facile si les plateaux sont très rapprochés, parce que l'ionisation due

1. Voir *Annales de Chimie et de Physique*.

aux trajectoires obliques prédominera ; elle sera relativement plus difficile si les plateaux sont distants de quelques centimètres.

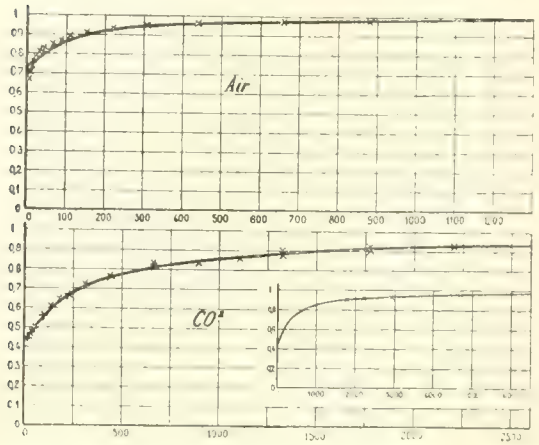


Fig. 4. — Courbes de saturation pour les rayons α parallèles au champ calculées à partir des courbes obtenues avec les rayons α perpendiculaires au champ.

— Valeurs expérimentales.

8. — **Conclusion.** Il est donc possible de prévoir la forme des courbes de saturation obtenues pour différentes inclinaisons du champ électrique sur les trajectoires en admettant simplement que la composante du champ perpendiculaire aux trajectoires agit seule. Il n'en aurait pas été ainsi si la recombinaison initiale s'effectuait entre les ions provenant d'une même molécule, puisque la direction du champ par rapport à la trajectoire ne devrait avoir, dans ce cas, aucune influence sensible[1].

D'un autre côté, ces expériences mettent une fois de plus en évidence, d'une manière très nette, la nature particulaire des rayons α. La dissymétrie observée pour la recombinaison des ions permet de suivre la trajectoire des particules dont on peut observer le point d'impact sur un écran au sulfure de zinc.

Mais il ne faudrait pas en conclure que tous les rayons de nature particulaire doivent conduire au même résultat. En particulier, on n'observe pas le même phénomène avec les rayons β qui sont assez fortement dispersés par le gaz qu'ils traversent et qui produisent relativement peu d'ions, à des distances probablement assez grandes de la trajectoire. Il ne faut pas oublier, en effet, que les rayons β donnent des rayons secondaires beaucoup plus pénétrants que ceux des rayons α et que l'ionisation produite doit être plutôt considérée comme répartie dans tout le volume de gaz que rassemblée au voisinage immédiat des trajectoires.

(Manuscrit reçu le 5 Novembre 1910.)

Sur les ions et les particules neutres présents dans certains gaz récemment préparés

Par L. BLOCH

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Physique.)

Les gaz récemment préparés par voie chimique sont généralement conducteurs. La question de savoir si cette conductibilité est d'origine proprement chimique doit être considérée aujourd'hui comme résolue. Lorsque les gaz sont préparés par voie sèche et qu'on a soin d'éviter tout phénomène parasite (incandescence, frottement, transport de poussières, clivage ou bris de particules solides), leur conductibilité est rigoureusement nulle. Lorsque les gaz sont préparés par voie humide, la totalité des charges qu'ils transportent est empruntée aux effets de barbotage, comme l'avait déjà suggéré Kösters et comme nous l'avons démontré par les expériences suivantes.

Si l'on place dans l'acide chlorhydrique très dilué un petit fragment de zinc, on peut obtenir un dégagement d'hydrogène par bulles très fines pendant très longtemps. Nous appelons ici *bulles très fines* des bulles dont le diamètre apparent est à la limite du pouvoir séparateur de l'œil. Il ne peut donc être question d'examiner la forme de ces bulles ou d'apercevoir à leur intérieur une masse liquide qui les alourdit. Sitôt qu'une bulle atteint un diamètre voisin du millimètre, nous la qualifions de *grosse bulle*. Il

1. Dans un récent mémoire publié dans *The American Journal of Science*, octobre 1910, M. Franck L. Wheelock décrit une série d'expériences analogues aux mêmes et qui conduisent aux mêmes résultats. L'auteur calcule la recombinaison dans les colonnes en supposant que la densité des ions y est uniforme, et trouve que les résultats expérimentaux ne concordent pas avec cette théorie. Il conclut que la recombinaison en colonnes ne peut expliquer seule le phénomène.

Mais il faut remarquer que l'hypothèse de M. Wheelock est certainement inexacte et que la répartition des ions est plutôt exponentielle qu'uniforme. Le calcul ne tient d'ailleurs pas compte de la diffusion qui est très importante, et l'auteur admet que toutes les colonnes d'ions ont la même direction, ce qui n'est pas tout à fait rigoureux. Ma conclusion ne peut donc se trouver modifiée par les expériences en question. M. M.

nous a paru important d'étudier les dégagements gazeux en milieu liquide en nous attachant à réaliser des dégagements par bulles très fines. On évite ainsi l'échauffement du liquide et les changements rapides de composition. De plus, si comme l'expérience le montre, l'ionisation qu'on observe est d'origine superficielle, il est intéressant de voir quelles différences existent entre le barbotage par bulles très fines réalisé dans les actions chimiques et le barbotage beaucoup plus grossier obtenu par voie mécanique.

La réaction étant réglée de façon à donner un dégagement d'hydrogène par bulles fines et régulières, on observe que les gaz naissants sont fortement conducteurs. En les entraînant par un courant d'air dans le condensateur de mesure, on recueille des charges des deux signes, d'importance inégale, mais très fortes l'une et l'autre. C'est ainsi qu'à débit modéré on obtient sans peine des déviations électrométriques de 250 divisions en 2 ou 5 secondes.

Si les ions recueillis dans le gaz étaient fournis par la réaction chimique, on devrait s'attendre à ce que les effets ne subissent qu'une faible influence des impuretés superficielles. La présence d'une couche superficielle de liquide étranger pourrait tout au plus apporter quelqu'obstacle au départ des ions formés dans la masse et entraîner une diminution de courant d'autant moins sensible que la couche est plus mince. Si au contraire une pellicule superficielle produit un changement radical dans le phénomène, nous devrons conclure que les forces mises en jeu dans l'ionisation chimique ont leur siège dans la couche de passage qui sépare le liquide du gaz : l'ionisation dite par voie chimique ne sera qu'une modalité du barbotage.

L'expérience nous a conduit à adopter cette deuxième manière de voir. Il suffit de verser à la surface du liquide où se passe la réaction quelques gouttes d'*huile d'olive*, de *benzine*, de *pétrole*, d'*huile de vaseline* ou de *térébenthine* pour réduire aussitôt à néant les effets très gros observés précédemment. La couche d'impuretés qui suffit à supprimer l'ionisation est d'une ténuité extrême. Dès que la tache formée à la surface recouvre la région où se dégagent les bulles, les courants recueillis tombent à zéro. Bien entendu la suppression n'est complète que si l'on opère sur des bulles très fines. S'il se forme de grosses bulles, le phénomène cesse d'être pur et l'on s'explique que dans ces conditions on ait pu observer une persistance plus ou moins grande des effets [1].

Les expériences auxquelles nous venons de faire allusion montrent clairement que l'ionisation par voie chimique est d'origine superficielle. Elles paraissent indiquer davantage. La benzine, le pétrole et les autres liquides énumérés plus haut appartiennent tous très nettement au groupe des *liquides inactifs* (liquides ne présentant pas d'ionisation par barbotage). Au point de vue auquel nous sommes placé, c'est-à-dire lorsqu'on admet l'identité des effets de barbotage et des effets de réaction chimique, il est tout naturel que ces liquides suppriment entièrement l'ionisation. Mais il était nécessaire de rechercher l'effet produit par des *liquides actifs* (alcool, acétone, aldéhyde, etc.). Nous avons reconnu que ces liquides ne se comportent pas d'une manière aussi simple que les liquides inactifs. Certains d'entre eux (aldéhyde, acétone) laissent subsister en totalité ou en partie l'ionisation de l'hydrogène naissant. D'autres au contraire (alcool éthylique, alcool amylique, éther) suppriment les effets d'une manière aussi nette que le fait la benzine. Nous ne pensons pas que ces résultats doivent faire renoncer à l'idée que les phénomènes d'ionisation chimique sont dans le fond identiques au barbotage. Il paraît plus rationnel d'observer que le barbotage se fait dans des conditions totalement différentes selon qu'on procède par insufflation ou par dégagement chimique. Rien n'autorise à prévoir qu'on obtienne les mêmes effets avec de grosses bulles et avec des bulles très fines.

Nous avons institué dans cet ordre d'idées de nombreuses expériences où il était possible, par l'interposition d'obstacles solides, d'agir sur la grosseur des bulles pendant leur ascension. Nous avons toujours constaté des variations extrêmement considérables dans l'ionisation, lorsque, sans modifier les conditions de la réaction, on passe d'un dégagement par bulles fines à un dégagement par bulles relativement grosses.

II

Nous venons de montrer que l'ionisation par voie chimique se ramène, dans ses gros traits, à l'ionisation par barbotage. Celle-ci a de tout temps été rapprochée d'un phénomène qui en paraît complémentaire, l'ionisation par chute d'eau ou *effet Lenard*. Si ce rapprochement est légitime, comme cela semble résulter de la comparaison entre les propriétés des ions produits dans les deux cas, il devient légitime aussi de rapprocher les dégagements chimiques des phénomènes d'écrasement de goutte et de rechercher si ces différents ordres de faits (barbotage, actions chimiques, effet Lenard) ne reposeraient pas sur un mécanisme commun.

Il nous est apparu que ce mécanisme commun devait résider dans la pulvérisation de gouttelettes qui accompagne aussi bien les phénomènes de barbotage que les actions chimiques ou le phénomène des chutes d'eau.

Le barbotage ordinaire ne se fait jamais sans projection d'abondantes gouttelettes. Il est probable que dans le barbotage, comme dans le phénomène de

[1] Voir M. de Broglie et L. Brazier, Ionisation des gaz en présence des réactions chimiques, *Le Radium*, 7 (1910) 164-169.

Lenard, la projection des gouttes intervient pour expliquer la dissymétrie des charges des deux signes. Les gouttes obtenues par écrasement d'eau sont toutes chargées positivement, et on a montré que les brouillards visibles dans le phénomène de Lenard sont le véhicule principal des charges positives[1].

Quand l'hydrogène se dégage par bulles très fines, la surface du liquide n'est pas troublée par le dégagement des bulles. Elle reste parfaitement plane et réfléchissante. C'est seulement avec un éclairage intense (arc électrique) qu'on aperçoit au lieu où se fait le dégagement une multitude de petites scintillations correspondant à l'éclatement des bulles. Lorsque la réaction est très vive et qu'il se forme des bulles un peu plus fortes, on voit au-dessus du liquide une projection de gouttes assez grosses et qui s'élèvent à une grande hauteur (10 cm. et plus). Quand la réaction demeure modérée, on aperçoit de temps en temps, dans un éclairage intense, des brouillards faiblement irisés formés de gouttelettes extraordinairement ténues. Tout ceci montre que le dégagement des bulles met en jeu des forces très considérables. Il se produit par le barbotage des déchirements et des pulvérisations de surfaces où l'énergie capillaire se transforme partiellement en travail d'ionisation.

En versant à la surface du liquide une couche d'un autre liquide (actif ou inactif par barbotage), on se rend compte de la modification apportée aux phénomènes ci-dessus. Généralement les brouillards sont supprimés, les projections persistent le plus souvent. Avec l'alcool amylique en couche très mince on supprime presque complètement brouillards et projections. Mais si la couche n'est pas suffisamment épaisse, ils reviennent au bout de quelques minutes. Une couche d'acétone ne produit pas de changement net. Une couche de benzine supprime les brouillards.

Nous n'insisterons pas sur ces constatations, très analogues à celles qui ont été faites par d'autres observateurs. Elles montrent seulement que dans l'ionisation par barbotage ou par action chimique, l'élément simple dont le départ est accompagné d'ionisation n'est pas la bulle, si fine soit-elle. Les poussières liquides visibles ou invisibles qui naissent pendant la destruction des bulles paraissent liées de plus près à l'électrisation.

Cette hypothèse acquiert un haut degré de probabilité, si, comme nous l'avons fait, on cherche à la contrôler par l'étude systématique de la *pulvérisation des liquides*. Il est possible en effet, à l'aide d'appareils du genre du pulvérisateur Gouy, de réduire un liquide en poussière extrêmement fine par la seule pression d'un courant gazeux. En évitant tout effet parasite dû à l'écrasement des gouttes déjà formées, au frottement, aux différences de potentiel de contact, on peut obtenir des jets pulvérisés doués d'une conductibilité très notable et comparer cette conductibilité à celle que donne le barbotage.

Le résultat de cette comparaison est extrêmement frappant. L'eau distillée, l'acide chlohydrique dilué, la potasse concentrée, le sulfate de cuivre en solution normale, l'alcool absolu, l'acétone du commerce, l'alcool amylique, donnent tous par pulvérisation des courants d'ionisation intenses. Tous ces liquides sont *actifs* par barbotage. La benzine, l'essence minérale, l'essence de térébenthine, l'huile de vaseline, l'huile d'olive, ne donnent aucun effet dans les mêmes conditions : ce sont les liquides qui ont été classés comme *inactifs* au point de vue du barbotage.

Il semble qu'on puisse admettre la généralité de cette loi : *les différents liquides se classent de la même manière pour les effets de barbotage et pour les effets de pulvérisation*. Il en est de même pour l'effet Lenard. On a retrouvé encore ce parallélisme en procédant à l'agitation violente de certains liquides dans des récipients[1]. Cette agitation, où l'on peut retrouver à la fois le barbotage, le frottement, la pulvérisation et l'effet Lenard, conduit à classer les liquides de la même manière que la pulvérisation seule ou le barbotage seul.

On peut conclure de là, avec une certaine vraisemblance, à l'identité des mécanismes qui produisent les ions dans le barbotage, dans l'action chimique, et dans la pulvérisation. Bien que nous ne connaissions pas le détail de ce mécanisme, il est probable qu'il emprunte son énergie à l'énergie capillaire des couches de passage. Les nuages pulvérisés qui accompagnent le barbotage et la réaction chimique sont l'indice d'une rupture d'équilibre capillaire. Nous allons montrer qu'une étude *purement électrostatique* conduit, elle aussi, à admettre une véritable désagrégation des couches de passage.

III

On sait que les ions du barbotage peuvent présenter des mobilités très variées, et que ces mobilités dépendent essentiellement de la nature du liquide employé[2]. Avec l'acide sulfurique concentré on obtient de *gros ions* dont la mobilité est comparable à celle des ions du phosphore. Avec l'eau pure on obtient des ions de dimensions assez petites pour que leur mobilité se rapproche de celle qu'ont les ions des rayons Röntgen. Les recherches de J. Townsend et E. Bloch ont fait connaître depuis longtemps que les actions chimiques produisent de gros ions. Nous avons complété ce résultat en montrant que les actions chimiques libèrent également des ions plus mobiles, ce qui confirme l'analogie de ces actions et des actions de barbotage.

1. Voir Pochettino, *Phys. Rev.*, 27 1908 492-501. *Le Radium*, 6 1909 92-95.

1. Voir [illegible] *C. R.* 1910.

2. Voir J. Bloch, *Le Radium*, 4 1907 281. *C. R.*, 145 1907 54.

Pour décider si les actions chimiques ne produiraient pas en quantité appréciable des ions très mobiles, nous avons songé à recueillir ces ions à l'endroit même où ils peuvent se former. La surface liquide où se dégagent les bulles constitue elle-même l'une des armatures d'un condensateur chargé dont l'autre armature est un plateau relié à l'électromètre. On peut alors, *en l'absence de tout courant gazeux*[1], construire des courbes de saturation que nous appellerons courbes de saturation *statique*. La forme de ces courbes pourra nous renseigner sur l'existence d'ions de grande mobilité.

Les courbes de saturation tracées dans ces conditions présentent des caractères entièrement différents des courbes de saturation usuelles obtenues par une méthode de courant gazeux. Alors que dans ce dernier cas les courbes ont la forme normale, c'est-à-dire présentent un coude suivi d'un palier, indiquant que le gaz contient des centres de mobilité déterminée, les courbes obtenues par la méthode statique *sont des lignes droites montant indéfiniment*. L'allure rectiligne des courbes se vérifie avec une grande exactitude jusqu'à des champs dépassant 1100 volts. Même à ce haut voltage, on n'aperçoit aucun indice de saturation. En même temps, on observe que les deux courbes relatives aux ions des deux signes sont très sensiblement identiques. Sauf au voisinage immédiat de l'origine où les deux courbes ne coïncident pas et présentent en général une légère convexité vers l'axe des abscisses, le courant positif comme le courant négatif augmentent linéairement avec le voltage et pour des voltages suffisamment forts leurs valeurs absolues sont égales.

Des courbes analogues à celles qui viennent d'être décrites ont été trouvées par Miss Gates dans l'ionisation par le sulfate de quinine[2]. On a signalé des particularités analogues dans l'ionisation par le phosphore quand on opère sans courant gazeux en présence du phosphore lui-même. Avec les substances radioactives intenses, la saturation est pratiquement impossible à obtenir. Dans l'action de la lumière ultra-violette sur le zinc, les courbes de saturation sont toujours ascendantes et ne présentent pas de palier horizontal[3].

Lorsque les courbes de saturation ont une forme de ce genre, diverses explications sont possibles. Ou bien les petits ions se forment en quantité très abondante dans une couche superficielle où la diffusion est intense (effet photoélectrique, substances radioactives, etc.), ou bien il se forme surtout de gros ions, de mobilité extrêmement faible, pour lesquels il est impossible d'atteindre le coude de la courbe de saturation sans arriver aux voltages explosifs (sulfate de quinine, phosphore).

Aucune de ces deux hypothèses ne convient au cas qui nous occupe. S'il se produisait de petits ions en abondance, un courant gazeux très rapide les entraînerait, sans perte importante, dans le condensateur de mesure. Or, nous savons que les ions produits dans les réactions chimiques n'ont pas la grande mobilité des ions des rayons Röntgen. D'autre part, *l'intensité des effets statiques est beaucoup plus grande que celle des effets observés en courant gazeux* : on ne concevrait pas que des ions peu mobiles disparaissent presque tous avant d'atteindre les appareils de mesure. On est donc amené à penser que les courants recueillis par la méthode statique *ne sont pas des courants d'ionisation*. Les véhicules de l'électricité n'y sont autre chose que les poussières liquides formées par barbotage.

Pour décider du bien fondé de cette hypothèse nous avons entrepris les différentes vérifications suivantes :

1° Des observations ont été faites *simultanément* (c'est-à-dire avec le même liquide et à la même phase de la réaction) par la méthode statique et par la méthode de courant gazeux. A cet effet, on place le liquide dans un flacon métallique F muni d'un plateau P pouvant se relier à l'électromètre (fig. 1).

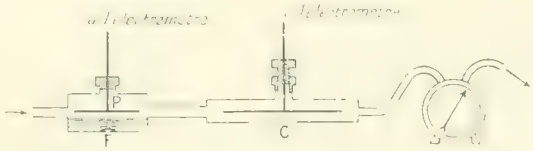


Fig. 1.

On mesure de la sorte le courant statique. Un débit d'air permet aussi d'entraîner les gaz dans un condensateur C et de comparer les courants recueillis dans ce condensateur à ceux qu'on observait précédemment.

En procédant de la sorte on constate invariablement que les effets statiques sont d'un ordre de grandeur tout à fait différent des autres. Il sont sensiblement symétriques pour les ions des deux signes alors qu'en courant gazeux les effets sont *unipolaires*. Enfin quand la saturation est atteinte en C, on n'a encore aucune trace de saturation en F. Tout ceci s'explique bien en admettant que la réaction chimique donne lieu à deux phénomènes distincts : 1° une ionisation proprement dite; 2° une projection de particules neutres susceptibles de se charger par voie électrostatique. De ces deux phénomènes le deuxième est de beaucoup le plus gros. On l'observe à peu près seul lorsqu'on essaye de construire des courbes de

1. Le dégagement d'hydrogène est si faible qu'il ne constitue par lui-même aucun courant sensible.

2. Voir Miss Gates, *Phys. Rev.*, 18, 146.

3. Voir L. Bloch, *Le Radium*, 7, 1910, 125-156.

saturation statiques[1]. Par la méthode de courant gazeux, on recueille, au contraire, les ions proprement dits, à condition qu'on ait évité soigneusement, au lieu même de la réaction chimique, toute différence de potentiel parasite.

2° On munit le flacon F d'une électrode supplémentaire en toile métallique peu serrée (fig. 2). Ce dispositif permet de faire deux mesures comparatives: 1° On porte le liquide à un certain potentiel au moyen d'un fil relié à la batterie d'accumulateurs; on mesure alors les courants intenses que peut recueillir la toile métallique (dans cette expérience l'électrode P ne joue aucun rôle); 2° on relie la toile métallique au liquide et l'électrode P à l'électromètre; dans ces conditions on peut recueillir les ions formés à la surface du liquide (dans un champ nul) et qui ont traversé la toile métallique *par diffusion*. L'expérience a toujours montré que les effets sont très gros dans le premier cas, et à peu près nuls dans le second. Les centres qui interviennent dans les effets de convection sont donc beaucoup plus abondants que ceux qui donnent le courant d'ionisation. Ils doivent d'ailleurs la totalité de leur charge au champ électrostatique dans lequel ils prennent naissance.

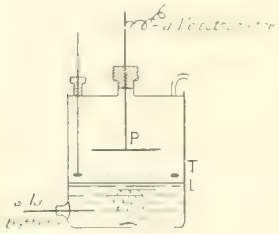


Fig. 2.

3° Pour contrôler de plus près cette hypothèse, nous avons étudié comment varie le courant recueilli en C quand, laissant invariable l'état de la réaction et le débit gazeux, on modifie seulement le voltage appliqué en F. Voyons ce que notre hypothèse nous permet de prévoir. Nous savons que l'action du zinc sur l'acide chlorhydrique étendu donne surtout des ions négatifs, peu ou pas d'ions positifs. En mettant en F le champ zéro, nous devons recueillir des courants négatifs notables, des courants positifs faibles ou nuls.

Si maintenant nous établissons sur F un champ négatif intense (plateau négatif par rapport au liquide), les ions négatifs sont retenus par le liquide au moment même où ils se forment, et l'électromètre donnera zéro.

Il en sera de même pour les ions positifs si l'on établit un champ positif.

Par contre l'établissement d'un champ positif ou négatif fera apparaître les effets de convection, plus gros que les effets d'ionisation. Les gouttelettes primitivement neutres prendront une partie de la charge du liquide et seront attirées par le plateau en regard; le courant gazeux passant transversalement entraînera une partie de ces gouttelettes et il apparaîtra à l'électromètre des courants négatifs ou positifs intenses.

Le Tableau suivant montre que les prévisions sont bien conformes à l'expérience.

Champ sur F	Ions négatifs	Ions positifs
— 4 boîtes	250 en 2 sec.	Néant.
	22 sec.	
0	7 sec.	»
	7,5 sec.	»
— 4 boîtes	Néant.	3,2 sec.
		3,1 sec.
0 »	7 sec.	Néant.
	7 sec.	

Ces mesures confirment de tous points notre hypothèse sur les effets de convection. Elles indiquent que les poussières liquides produites par la réaction chimique, lorsqu'elles prennent naissance dans un condensateur chargé, se trouvent elles-mêmes électrisées et capables d'obéir au champ électrique. Il devient difficile alors de les distinguer des *ions*. Elles possèdent elles aussi, pour chaque valeur de la masse et de la charge, une *mobilité* définie dans le champ électrique. Elles obéissent, elles aussi, aux lois de la recombinaison et de la diffusion.

Il est pourtant possible de déceler leur nature par des expériences électrométriques. Supposons qu'on fasse croître le champ électrique sur le flacon F où les gouttelettes prennent naissance. Si ces gouttelettes étaient des ions, on verrait baisser à la fois la valeur du courant de saturation en C et la valeur des mobilités moyennes. Au contraire, si les gouttelettes empruntent leur charge à la charge appliquée en F, cette charge augmente progressivement et avec elle la mobilité.

Nous avons construit les courbes de saturation correspondant à des voltages en F égaux à 1 boîte, 2 boîtes, 4 boîtes. L'examen des courbes montre que la saturation devient de plus en plus facile à mesure qu'on élève le voltage en F. En doublant chaque fois le champ, le courant de saturation ne double pas exactement, mais il augmente *à peu près* dans la même proportion que le voltage. Les valeurs des mobilités augmentent régulièrement, il est difficile d'avoir des expériences assez précises pour décider si les mobilités augmentent *proportionnellement* au voltage[1]. Disons toutefois que, d'une manière grossière, il semble en être ainsi.

Ces mesures apportent un fort appui à l'hypothèse

1 Les ions proprement dits interviendraient peut-être pour expliquer la convexité des courbes à l'origine ainsi que la différence initiale entre les courbes positive et négative.

1 Si la charge des gouttelettes était *proportionnelle* au potentiel appliqué, on s'expliquerait très bien l'allure rectiligne des courbes de saturation statiques et l'égalité des courants des deux signes aux hauts potentiels (v. plus haut).

que nous admettrons désormais : les gouttelettes formées dans les réactions chimiques peuvent se charger par voie électrostatique; elles donnent lieu alors à des courants de convection intenses. Elles se distinguent des ions proprement dits, créés en quantité beaucoup plus petite, parce que leurs charges et leurs mobilités *sont fonction des champs où elles prennent naissance*.

IV

Les gouttelettes neutres dont l'existence vient d'être mise en évidence ont déjà été rencontrées par divers expérimentateurs. Kösters a entrevu le rôle des poussières neutres dans l'ionisation par barbotage. Aselmann, Becker, G. Reboul ont montré qu'elles interviennent dans le phénomène de Lenard et dans les effets électrocapillaires. H. A. Wilson a étudié l'influence des brouillards neutres ou chargés sur certains phénomènes de condensation. Becker a appelé l'attention sur les poussières très fines qui se produisent dans la rupture des jets de mercure. M. de Broglie a signalé des particules ou poussières du même genre dans un grand nombre de phénomènes (barbotage, gaz de la flamme, gaz de l'étincelle, etc.).

Les centres neutres étudiés par M. de Broglie jouissent tous de la propriété suivante : il est possible de les transformer en centres chargés par un mécanisme de diffusion. Il suffit de créer dans le gaz qui contient des centres neutres un certain nombre de *petits ions* (par exemple par l'action du radium), et d'attendre que par diffusion les petits ions soient venus s'agglomérer avec les centres neutres. Ces derniers sont alors devenus de *gros ions*.

Les particules neutres contenues dans l'hydrogène naissant ne sont pas susceptibles d'être chargées en présence du radium. Le gaz fraîchement préparé n'acquiert par exposition au radium aucune conductibilité persistante. Bien plus le gaz perd dans ces conditions la plus grande partie de sa conductibilité primitive. Si on lui enlève cette conductibilité au moyen du champ électrique, il continue à ne pas donner de gros ions après qu'on l'a soumis au radium. Il y a là une première différence, très notable, entre les particules neutres dont nous parlons et les centres neutres, susceptibles de se transformer en gros ions.

En voici deux autres qui ne nous paraissent pas moins remarquables :

1° Les centres neutres créés par barbotage ne s'obtiennent qu'avec des liquides *inactifs* (benzine). L'eau et les solutions acides n'en fournissent pas[1]. Les particules neutres dont nous nous occupons prennent au contraire naissance dans un milieu essentiellement *actif* par barbotage.

2° Les centres neutres sont visibles dans l'éclairage à arc[1]. Ils sont susceptibles de diffuser la lumière et d'être aperçus individuellement dans l'appareil ultramicroscopique. Les particules neutres de l'hydrogène naissant ne possèdent pas cette propriété. C'est ce qui résulte des expériences suivantes.

On entraîne l'hydrogène par un courant d'air lent traversant une petite cuve de verre. Cette cuve est éclairée par un faisceau lumineux très intense et très étroit (lampe à arc). Un viseur à fort grossissement joue le rôle de microscope.

Lorsque le dégagement d'hydrogène est modéré, mais se fait pourtant dans des conditions où la production des centres neutres est notable, on n'aperçoit aucun faisceau diffusé. Il n'y a pas de particules visibles au microscope.

Lorsque le dégagement d'hydrogène est très vif, avec formation de brouillards bien visibles dans le flacon à réaction, il apparaît un faisceau diffusé, d'abord très faible, puis de mieux en mieux marqué. Ce faisceau n'est jamais bien intense, il est beaucoup moins lumineux que le faisceau diffusé par la fumée de tabac. Des particules très petites et très nombreuses sont visibles au microscope.

Dans le cas où l'on observe un faisceau, les phénomènes changent tout à fait si l'on crée un champ électrique sur le flacon de production. Le champ sur ce flacon étant d'abord nul et le faisceau à son maximum d'éclat, on établit un champ de + 4 boîtes (360 volts). Le faisceau disparaît très rapidement et d'une façon complète. On supprime le champ, le faisceau revient. On établit un champ de — 4 boîtes, le faisceau disparaît de nouveau très vite. L'effet du champ est extrêmement net et se répète indéfiniment.

On tire de là les indications suivantes :

Nous savons que lorsque le champ est appliqué, le courant gazeux entraîne en abondance des particules chargées par voie électrostatique. *Ces particules sont trop petites pour être visibles dans l'éclairage à arc.*

Lorsqu'on n'applique aucun champ, les poussières liquides formées dans la réaction arrivent dans la cuve à éclairage et peuvent y produire une diffusion de la lumière. Dans les conditions ordinaires (réaction modérée), les poussières sont encore trop petites pour créer un faisceau. Lorsque la réaction est vive, les poussières augmentent de diamètre et de nombre, le faisceau apparaît. Mais même dans ce cas les gouttelettes sont très petites : en les chargeant par un champ électrique capable de les arrêter, on supprime instantanément le faisceau.

Les particules qui nous occupent sont donc très différentes de celles qui ont été signalées jusqu'ici. Elles échappent par leur extrême petitesse aux observations microscopiques ou ultra-microscopiques. Elles peuvent être présentes en grand nombre dans un gaz qui paraît optiquement vide.

1 Voir de Broglie, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1909, 57.

1 Voir *Le Radium*, 6, 1909, 207-209.

V

Le fait que les particules neutres libérées dans les réactions chimiques sont d'une petitesse telle qu'elles échappent à l'examen optique rend assez difficile le problème de la détermination de leur nombre et de leur grosseur. Nous nous sommes décidé à employer à cet effet une méthode purement électrostatique. On charge les particules par voie électrostatique en appliquant sur le flacon de production un voltage fixe. Les particules, transformées en centres chargés, possèdent alors une charge e' (différente de la charge électrique élémentaire e), une mobilité K′ et un coefficient de diffusion D′. On détermine expérimentalement, *sur les mêmes particules*, les valeurs de K′ et D′.

On calcule alors la charge e' et le rayon r à l'aide des formules.

$$\begin{cases} \dfrac{K'}{D'} = \dfrac{Ne}{H} & (1) \\ e' = 6\pi\mu r K' & (2) \end{cases}$$

La seconde de ces formules est la formule de Stokes, dont nous admettons provisoirement la validité. La première est établie sous des conditions très générales[1] qui sont réalisés dans le cas de nos particules chargées aussi bien que pour les ions ordinaires.

La mesure des mobilités n'offre pas de difficultés.

Elle se fait par le procédé ordinaire en construisant les courbes de saturation (ou les courbes de Zélény), correspondant à un débit connu. Nous avons trouvé ainsi, pour les particules qui prennent naissance sous un champ de 4 boites, une mobilité $K = 0,19 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$

Pour mesurer le coefficient de diffusion nous avons eu recours à la méthode classique de Townsend. Elle nous a fourni pour la valeur de D′ (relative aux mêmes particules et sous le même débit) le nombre $D = 0,0017$.

En appelant K et D les nombres correspondants pour les petits ions ($K = 1,16$, $D = 0,055$) on trouve immédiatement :

$$\frac{e'}{e} = \frac{0,19}{1,60} \cdot \frac{0,055}{0,0017} = 2,5 \text{ à peu près}$$

Naturellement, d'après la théorie, le rapport $\frac{e'}{e}$ devrait être égal à un nombre entier, puisque l'unité élémentaire d'électricité n'est pas divisible. Le résultat auquel nous arrivons n'a pourtant rien d'absurde, si nous nous rappelons que nous avons toujours opéré sur des *valeurs moyennes*. Les particules chargées et les ions eux-mêmes n'ont pas tous même mobilité ni même coefficient de diffusion. Il est non seulement possible mais probable qu'ils ne portent pas tous la même charge. Nous savons par les expériences de Townsend, par celles de Lattey, de Franck et Westphal, que les ions peuvent transporter une charge égale à $2e$, $3e$, $4e$[1]. Les centres neutres étudiés par M. de Broglie acquièrent souvent par frottement, ou autrement, des charges multiples pouvant aller jusqu'à 30 ou $50e$. Nous devons supposer que les particules liquides dont il est question ici se chargent, elles aussi, d'une manière inégale à cause de leur différence de grosseur. Tout ce que nous apprennent les mesures ci-dessus, c'est que *la charge e' des particules est égale à deux ou trois fois la charge électrique élémentaire.*

Ce résultat nécessite quelques remarques.

D'abord si nos particules chargées portent une charge double ou triple de la charge électrique élémentaire, il devient impossible de les distinguer des ions à charges multiples signalés par Townsend et par Franck et Westphal. Lorsque nous admettons qu'il est toujours possible de caractériser les *ions* et de les distinguer des *poussières* chargées, par le fait qu'ils transportent une quantité *fixe* d'électricité égale à e, nous imaginons que les poussières transportent des quantités variables, c'est-à-dire des multiples très élevés de la charge électrique élémentaire. Il n'en est rien. Nous venons de voir que les poussières électrisées transportent une charge qui est double ou triple seulement de la charge élémentaire; il n'est nullement exclu par nos mesures qu'une certaine partie d'entre elles transporte *cette charge elle-même*. Alors toute distinction s'efface entre elles et les ions simples ou multiples. Nos particules chargées peuvent indifféremment s'appeler des *poussières électrisées* ou des *ions d'origine électrostatique*.

Connaissant les valeurs de e' et de K′, on trouve immédiatement par la formule (2), le rayon de la particule. Si on fait le calcul, il vient $r = 0,4.10^{-8}$. Ce résultat est absurde. Nous arrivons à un nombre bien inférieur au diamètre moyen des molécules. Il faut en conclure que *la formule* (2) *n'est pas légitime dans le cas qui nous occupe*. Comme la formule de Stokes s'est montrée valable pour des rayons de l'ordre 5.10^{-6}, comme d'autre part les diamètres moléculaires sont de l'ordre 10^{-8}, il nous semble qu'on ne s'éloigne pas trop de la vérité en assignant aux centres ci-dessus un rayon de l'ordre de 10^{-7}. Cette hypothèse est en parfait accord avec tout ce que nous avons présumé de l'extrême petitesse des centres. Elle explique pourquoi les particules échappent à l'examen ultramicroscopique.

Enfin, nous pouvons, à l'aide de ce qui précède, évaluer d'une manière approchée le nombre de par-

1. Voir J. J. Thomson, *Conduction of Electricity through Gases*, p. 420.

1. Voir aussi les déterminations récentes de L. Ebert et K. Przibram, *Phys. Zeitsch.*, 11 (1910) 650-652.

ticules neutres libérées par seconde dans la réaction chimique. Il suffit de connaître en valeur absolue le courant I recueilli par la méthode statique dans le dispositif pour lequel a été calculé e'. En admettant que le courant soit un courant de saturation, on a la relation

$$I = Ne \qquad (5)$$

d'où l'on déduit, en tenant compte des données expérimentales, $N = 2,8 . 10^7$. Ce nombre est tout à fait comparable au nombre des particules présentes par centimètre cube dans la fumée de tabac moyennement épaisse. Ainsi se trouve levée après coup l'objection qu'on aurait pu faire à ce qui a été dit plus haut : ce qui rend les particules dégagées dans la réaction chimique invisibles à l'appareil ultramicroscopique, ce n'est pas leur petit nombre, c'est la petitesse de leurs dimensions.

VI

Nous avons jugé nécessaire de rechercher si la production des centres neutres est modifiée par la présence d'une couche superficielle et si cette modification suit les mêmes lois que la modification de l'ionisation. L'expérience se fait commodément en employant le condensateur statique décrit précédemment et réglant la réaction de façon à avoir des courants de convection notables. On ajoute alors avec précaution à la surface de l'acide chlorhydrique des couches minces d'alcool, de benzine, etc., et l'on cherche si le courant à l'électromètre augmente ou diminue. Bien entendu, il faut tenir compte, lorsqu'on opère sur des couches un peu épaisses, de la variation apportée au *champ effectif* par le rapprochement de l'armature liquide. Il faudrait aussi, au moins en théorie, corriger les courants de convection de l'influence du courant d'ionisation. Mais cette correction est extrêmement petite et l'expérience montre qu'on peut s'en dispenser.

Les résultats essentiels sont les suivants :

La benzine, le pétrole, la térébenthine, l'huile de vaseline et tous les liquides de même groupe suppriment d'une façon complète les effets de convection.

Parmi les liquides actifs, l'alcool éthylique, l'alcool amylique, l'éther suppriment également les effets de convection. L'acétone, l'aldéhyde laissent subsister tout ou partie de ces effets.

On le voit, il y a un parallélisme frappant entre l'action des couches superficielles sur le courant d'ionisation et sur le courant de convection. Les impuretés superficielles qui empêchent la formation des ions empêchent également la formation des centres neutres.

Par leur origine, par leur grosseur, par la charge qu'ils peuvent transporter, ces centres se rapprochent beaucoup des ions qui prennent naissance en même temps qu'eux. Tout se passe comme si la réaction chimique produisait surtout des particules neutres, une très faible fraction de ces particules se trouvant ionisée par un mécanisme accessoire. Le fait que, dans la réaction chimique, les ions formés sont en proportion faible dans l'ensemble des particules neutres, est à rapprocher des faits analogues observés pour les gaz de la flamme et les gaz de l'étincelle. Dans tous ces cas d'ionisation, les ions n'apparaissent qu'à l'état sporadique dans un amas très dense de particules neutres. On est amené à penser qu'ils résultent non des conditions générales du milieu, mais de circonstances locales. Cette remarque vient à l'appui de celle que nous a suggérée autrefois l'étude des flammes : la température, qui est une propriété moyenne, n'est pas le facteur essentiel d'où dépend l'ionisation des flammes. Pour les flammes, comme pour les actions chimiques, le mécanisme de formation des ions ne pourra se connaître que lorsque nous aurons plus de détails sur la formation des centres neutres.

La production de ces centres dans l'attaque de l'acide chlorhydrique par le zinc nous oblige à faire un retour sur l'analogie, établie au début de cet article, entre le barbotage et les actions chimiques. Si nous maintenons cette analogie, il y a lieu de chercher pourquoi les centres neutres, si abondants dans les réactions chimiques, sont absents des gaz du barbotage (il ne s'agit, bien entendu, que du barbotage dans les liquides *actifs*). L'opposition peut être plus apparente que réelle. Si l'on n'a pas obtenu de centres neutres par barbotage dans l'eau ou les acides, cela peut tenir à ce qu'on n'a jusqu'ici recherché dans les gaz du barbotage que les centres *de grosse dimension*. Peut-être la recherche de particules neutres, très petites et très mobiles, mènerait-elle à une autre conclusion. Des expériences sommaires entreprises en ce sens ont donné un résultat positif. Mais ce sujet mérite une plus longue étude.

Indiquons enfin un dernier problème que les expériences ci-dessus amènent à poser. Nous avons dit que certains liquides (benzine, éther, alcool amylique, etc.) suppriment, même en couche très mince, tous les courants de convection. La manière la plus simple de concevoir cette action consiste à penser que ces substances suppriment toute projection de particules liquides. Mais cette façon de voir ne s'impose nullement. L'examen attentif d'une cuve où l'on a versé un peu de benzine montre qu'il se produit encore de temps en temps des projections de gouttelettes visibles ; rien n'autorise à affirmer l'absence de centres invisibles. Si l'on admet que le dégagement d'hydrogène continue à se faire avec projection de particules, la suppression totale du courant nous permet d'affirmer qu'alors *les particules ne portent aucune charge*. Il serait donc possible d'arracher à l'une des armatures d'un condensateur chargé (armature

liquide des particules matérielles n'emportant aucune charge électrique. Ce paradoxe n'a rien d'impossible. Nous savons, par l'exemple des égalisateurs de potentiel, que des gouttes d'eau relativement petites emportent avec elles la charge électrique du liquide dont elles se séparent. Mais nous savons aussi qu'une surface électrisée ne se décharge pas par évaporation[1] : les molécules d'eau n'emportent donc pas la charge du liquide qui se dissipe en vapeur. Entre le diamètre des gouttes très petites et le diamètre des molécules, il doit exister un diamètre critique pour lequel une particule liquide cesse de pouvoir s'électriser par contact. L'hypothèse émise ci-dessus ne peut donc être rejetée *a priori*. Des recherches ultérieures permettront peut-être de jeter la lumière sur cette importante question.

(Manuscrit reçu le 10 Novembre 1910.)

Diffusion des ions gazeux

Par Édouard SALLES

(Collège de France. — Laboratoire de physique.)

J'ai décrit[2] un dispositif destiné à la mesure du coefficient de diffusion des ions gazeux, et montré que la nature de la paroi ne jouait aucun rôle contrairement à ce qui semblait résulter de certaines expériences de Rutherford. J'ai depuis étendu mes mesures aux ions produits dans des gaz divers et étudié l'influence de la pression.

Une étanchéité suffisante m'étant nécessaire, et le métal constituant les diverses pièces de l'appareil présentant une porosité extrême, il m'a fallu faire démonter le tout et vérifier un par un les éléments de l'ensemble : la partie la plus délicate a consisté à éliminer toute fuite par les bouchons d'ébonite isolants. M. Jobin a mené à bien cette opération longue et difficile. Toutefois, au cours de cette année, une fuite légère qu'il m'a été impossible de trouver s'est déclarée, mais sa faible importance me permettait de faire plusieurs mesures de suite sans être obligé d'introduire de nouveau gaz. Le manomètre étant gradué en vingtièmes d'atmosphère et les divisions du cadran suffisamment larges permettant d'évaluer facilement le quart de division, il était aisé de suivre les variations de pression.

Dans la méthode de Townsend, pour déterminer le coefficient de diffusion, on mesure le courant de saturation, lorsque le gaz ionisé sort : 1° d'un faisceau de tubes ayant 1 cm de long et 2 mm de diamètre; 2° d'un autre faisceau de tubes de même diamètre, mais de 10 cm de long; connaissant le rapport de ces deux quantités on calcule le coefficient de diffusion. Je rappelle que dans mon appareil les tubes longs et courts étaient contenus dans l'intérieur d'un barillet analogue à celui d'un revolver complètement enfermé dans une enceinte close, et mis en rotation de l'extérieur par une crémaillère. Le barillet comprenait six logements contenant trois groupes de tubes longs et de tubes courts de métaux différents. Comme il faut tenir compte de ce que, pendant le trajet de 9 cm, différence des longueurs des tubes longs et courts, une partie des ions a disparu par recombinaison, j'ai pour faire cette correction, modifié mon appareil : un faisceau de tubes a été enlevé; en basculant l'appareil sur son bâti, l'électrode glissait sur son chemin de roulement et se trouvait occuper des positions distantes de 9 cm l'une de l'autre.

Le gazomètre à circulation est resté le même, mais la glycérine a été remplacée par l'huile de vaseline à cause du caractère peu hygroscopique de cette dernière.

Les gaz étudiés ont été les suivants : air, acide carbonique, azote, oxygène. L'azote et l'oxygène comprimés provenaient de la Compagnie des gaz comprimés qui les préparent par distillation fractionnée de l'air liquide; l'azote est donné comme contenant 99,5 pour 100 de ce gaz; quant à l'oxygène, une analyse obligeamment faite par M. Hackspill, a montré que sa teneur était du même ordre. Quant à l'acide carbonique, j'ai rejeté le gaz préparé par fermentation qui possède une odeur aromatique prononcée et me suis servi d'un gaz obtenu industriellement par combustion du coke, l'analyse m'a indiqué que la teneur en était supérieure à 99 pour 100. L'azote et l'oxygène ont été désséchés par passage sur des colonnes de potasse et d'anhydride phosphorique, l'air et l'acide carbonique en leur faisant traverser des tubes remplis de chlorure de calcium et de ponce sulfurique.

Les gaz, sauf l'air, étant comprimés dans des récipients, j'ai adopté le mode de remplissage suivant. Tout le liquide ayant été amené dans le récipient A_2 du gazomètre de circulation (fig. 1), je fermais R

1. Voir Gallaghetti, *Rend. Acc. Lincei*, 17 (1908), 109.
2. *Le Radium*, 5 (1908), 521-524; je renvoie au mémoire pour la description de l'appareil.

puis ouvrais le pointeau de la dérivation liquide P ainsi que r_2 et r_1; le gaz entrait alors par r_1, refoulait le liquide dans A_1, de sorte que le gaz contenu dans A_1 et l'appareil sortait par r_2 d'une quantité correspondante à celle introduite dans A_2. Une fois le liquide dans A_1, je fermais P, r_1, r_2, j'ouvrais R et mettais la pompe en marche de façon à faire revenir le liquide dans A_2, cela fait je ramenais le liquide en A_1 puis en A_2 à l'aide de la pompe de façon à bien mélanger le gaz résiduel avec le gaz nouvellement introduit, puis je recommençais comme je viens de le dire plus haut. Supposons que le volume de gaz nouvellement introduit soit le double du gaz résiduel, ce qui était à peu près le cas, après la première opé-

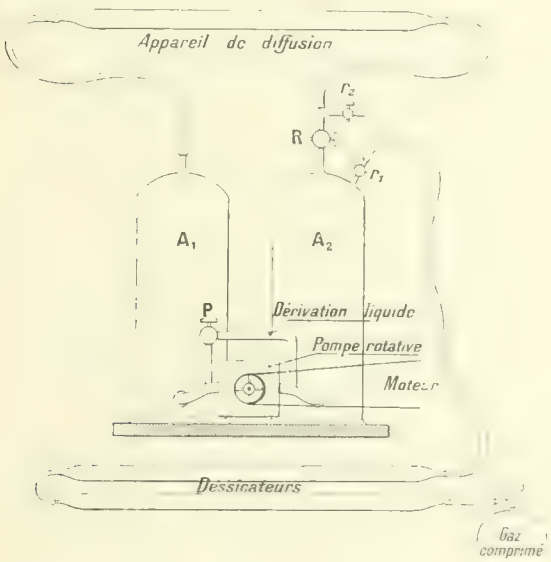


Fig. 1.

ration le mélange comprendra un volume total $V_{2n} + \frac{V}{2}$ résidu; après la deuxième opération, le volume du gaz résiduel sera devenu $\frac{V}{2^2}$ et après la $n^{ième}$ $\frac{V}{2^n}$. Je me suis arrêté en général à $n = 12$ ou 15. Il m'était donc aisé d'obtenir un gaz ne contenant qu'une quantité insignifiante de gaz résiduel.

La source d'ionisation a été le polonium : ce corps n'émet pas de rayons pénétrants et permet d'avoir une zone d'ionisation parfaitement définie.

J'ai toujours employé pour la mesure du courant de saturation la méthode de M. Moulin.

La correction pour recombinaison se fait de la façon suivante : on amène en place le logement vide du barillet et on mesure le courant de saturation pour les deux positions extrêmes de l'électrode, soit M cette correction; si n_1 est le courant de saturation à la sortie des tubes longs, n_2 à la sortie des tubes courts, le rapport de ces courants corrigé sera :

$$y = \frac{n_1 + M}{n_2}.$$

Townsend a montré[1] que si N_1 est le courant de saturation lorsque l'électrode occupe la même place que pour la mesure de n_1 les tubes étant ôtés, N_2 le courant de saturation quand l'électrode est à la même place que pour la mesure de n_2 les tubes étant ôtés également, on a :

$$M = \frac{N_2 - N_1}{N_1 N_2} \times \frac{\theta\, n_1 (n_2 - n_1)}{T \log \frac{n_2}{n_1}}$$

où T est le temps mis par le gaz pour parcourir 9 cm dans les tubes longs, θ le temps qu'il lui faut pour effectuer le même trajet quand les tubes n'y sont pas.

Dans mes appareils j'ai toujours pu négliger la correction de recombinaison : elle n'affectait qu'un chiffre décimal que la précision de mes expériences ne me permettait pas d'atteindre.

Dans ces conditions, pour l'air à la pression atmosphérique, j'ai obtenu :

k	k	Valeur moyenne de k	Rapport des valeurs de k
0,052	0,042	0,057	1,31

Townsend avait trouvé :

Source de radiation	k_+	k_-
Rayons de Röntgen . . .	0,028	0,047
Radium	0,072	0,047
Rayons ultra-violets.	»	0,045

Il faut tout d'abord remarquer que la précision est limitée environ à 5 %; je ne crois pas qu'il soit facile de la dépasser. Dans ces conditions la concordance est bonne pour les ions négatifs, il n'en est pas de même pour les ions positifs. Townsend remarque que lors de ses mesures, qui font partie d'un groupe d'expériences où il étudiait l'influence de la pression, la température était de 19° alors qu'elle oscillait entre 12° et 16° dans le cas des autres déterminations. Mais si l'on admet comme vrai, ce qui se trouvera justifié dans un instant, que le coefficient de diffusion varie en raison inverse de la pression, et qu'on prenne la moyenne des produits $H \times K$ trouvés par lui, on trouve pour $H = 772$ mm., pression au moment où il opérait, $K_+ = 0,051$. Franck et Westphal en prenant comme source de radiation les rayons de Röntgen ont trouvé $K_+ = 0,0298$. Dans mes premières mesures j'avais obtenu $k_+ = 0,051$, je n'avais pas fait de correction pour recombinaison, il est vrai, mais j'ai tout lieu de croire qu'elle était

1. *Phil. Trans.* A 193, 129 et suivantes.
2. *Le Radium*, 6, 1909, 278-280, *bull.* 348.

négligeable comme pour mes mesures d'aujourd'hui. Il est donc vraisemblable que le nombre de Townsend 0,028 est un peu faible et l'accord entre les divers expérimentateurs n'apparaît pas comme mauvais. J'incline donc à croire qu'en ce qui me concerne j'obtiendrais une valeur plus faible avec une meilleure dessiccation, et j'ai l'intention de recommencer dès que je me serai procuré un échantillon de polonium nouveau, le mien se trouvant au terme de son existence.

J'ai trouvé, d'autre part, les résultats suivants avec les autres gaz.

Gaz.	K_+	K_-	Valeur moyenne de K	Rapport des valeurs de K
Azote	0,0295	0,0414	0,055	1,41
Oxygène. . . .	0,050	0,044	0,055	1,46
Acide carbonique.	0,025	0,026	0,025	1,04

Il y a désaccord entre M. Townsend et moi pour le coefficient de diffusion de l'ion + dans l'oxygène, mais son gaz ne contenait que 94 % environ de cet élément, le mien était beaucoup plus pur.

En faisant varier la pression dans le cas de l'air, j'ai trouvé :

H	K_+	$K_+ \times H$	K_-	$K_- \times H$
1128 mm.	0,022	24,8	0,027	30,4

Ce qui donne pour les mesures dans l'air :

H	$K_+ \times H$	$K_- \times H$
758 mm.	24,2	31,8
1128 mm.	24,8	30,4

Townsend expérimentant dans un autre intervalle de pressions allant de 772 m/m à 200 m/m avait trouvé pour $K_+ \times H$ des valeurs oscillant entre 24,5 et 23,1 et pour $K_- \times H$ entre 33 et 29,8.

Aux erreurs d'expériences près, mes mesures sont d'accord avec les siennes et justifient ceci, que le coefficient de diffusion varie en raison inverse de la pression. D'autre part, l'identité des ions produits par les rayons α, et par les autres sources de radiation, rayons de Röntgen, rayons β et γ, rayons ultra-violets, se trouve démontrée une fois de plus.

Avec l'azote j'ai opéré des recherches entre 760 m/m et 1502 m/m avec les résultats suivants :

H	K_+	$K_+ \times H$	K_-	$K_- \times H$
760	0,0295	22,4	0,0414	31,4
1000	0,025	25	»	»
1120	0,020	22,4	0,028	31,5
1502	»		0,026	35,9

Il est possible de se rendre compte de la grosseur des ions en admettant que le véhicule de la charge est considérable par rapport à la molécule, et faisant usage de la formule d'interdiffusion de deux gaz, ce qui a été fait par Townsend.

M. Langevin [1] a donné une formule pour la diffusion, dont l'application montre que les nombres calculés par Townsend sont trop forts. Je me réserve de publier prochainement les valeurs que j'ai trouvées, dans une note où j'exposerai les différentes idées qui ont été émises par divers physiciens sur les ions et leur nature.

C'est, en terminant, un agréable devoir pour moi de remercier mon maître et ami M. Langevin pour les conseils et les encouragements qu'il n'a cessé de me donner au cours de ce travail.

(Manuscrit reçu le 25 Novembre 1910).

Sur la biréfringence électrique des liquides homogènes. — Etudes des retards absolus

Par J. CABANNES

Faculté des Sciences de Marseille. — Laboratoire de Physique

Un diélectrique isotrope, placé dans un champ électrique, devient biréfringent. Soit n_1 l'indice ordinaire (indice de la vibration de Fresnel perpendiculaire aux lignes de force) et n_2 l'indice extraordinaire. Soit n l'indice primitif du liquide isotrope. Je me suis proposé la détermination en valeur absolue des indices n_1 et n_2, ou plutôt des différences $n - n_1$ et $n - n_2$. Il est très intéressant — au point de vue théorique — de savoir si l'indice n_1 est égal à l'indice primitif n. Cette question est encore controversée. J'ai montré que, pour le cumène, combinaison à noyau benzénique, n_1 est inférieur à n.

On fait interférer 2 étroits faisceaux de lumière à peu près parallèle et homogène, polarisés rectilignement, et traversant la même épaisseur du liquide à étudier. On peut créer sur le trajet de l'un des faisceaux un champ électrique parallèle au plan d'onde,

1. *Annales de Physique et Chimie*, 2 (1905) 245.

et l'on étudie les déplacements des franges d'interférence en fonction du champ :

1° Lorsque la vibration lumineuse est perpendiculaire aux lignes de force ;

2° Lorsque la vibration lumineuse est parallèle aux lignes de force.

Je me suis servi comme Kerr[1] et Ekerlein[2] des glaces épaisses de Jamin.

Pour obtenir un effet sensible, il est nécessaire d'avoir des champs intenses. L'emploi des champs alternatifs à une cinquantaine de périodes est commode. A l'aide d'une commutatrice et d'un transformateur j'ai produit dans le condensateur de Kerr un champ maximum de 42.900 volts par centimètre.

J'ai réalisé deux dispositifs différents permettant d'observer facilement les déplacements des franges :

1° Par visée directe à travers un stroboscope.

2° Par enregistrement photographique.

I. — *Stroboscopie*

Le courant alternatif à 45 volts fourni par la commutatrice actionne un moteur synchrone. Sur l'arbre du moteur est calé un disque de carton percé de fentes qui ne laisse passer le faisceau lumineux à travers la cuve de Kerr que 2 fois par période, pour 2 valeurs opposées + H et — H du champ. On observe toujours ainsi la même biréfringence. Le réglage de l'écran par rapport à l'arbre du moteur permet de « saisir » la biréfringence produite par le champ maximum.

Sur le conseil de M. Fabry, j'ai employé un moteur triphasé à champ tournant et à rotor bobiné. Les circuits du rotor étant reliés au point fixe par l'intermédiaire du rhéostat de démarrage, le moteur fonctionnait en asynchrone. En introduisant sur l'un des circuits du rotor une force électromotrice de 2 volts (fournissant une puissance d'excitation de 14 watts), je polarisais le rotor et le moteur devenait synchrone.

On pouvait ainsi faire 4 visées :

1° La vibration lumineuse étant perpendiculaire puis parallèle au champ ;

2° Le moteur étant synchrone, puis asynchrone.

J'ai étudié le cumène (point de distillation : 152-154°). Le condensateur de Kerr (glaces recouvertes de papier d'étain et séparées par des cales de verre) avait 20 cm de long et 0,145 cm. d'épaisseur.

Moteur synchrone. — Lorsqu'on charge le condensateur, on observe que l'image des franges se déplace de haut en bas, à cause de l'effet Joule. Donc, à une diminution de l'indice entre les armatures correspond un déplacement des franges de haut en bas. Cette remarque permettra de déterminer les signes de $n - n_1$ et $n - n_2$.

1. Kerr, *Phil. Mag.*, 37 1894.
2. Ekerlein, *Phys. Zeitschr.*, 7 1906.

1re *expérience.* — La vibration lumineuse est perpendiculaire aux lignes de force. Dès qu'on crée le champ, les franges descendent, puis se troublent, et disparaissent au bout de 4 ou 5 secondes. Mais si l'on supprime le champ avant le trouble et la disparition des franges, on observe immédiatement un saut unique vers le haut.

2e *expérience.* — La vibration est parallèle. Au moment de la création du champ un saut des franges vers le haut précède leur mouvement régulier de descente.

Moteur asynchrone. — Pour les 2 azimuths de polarisation, au mouvement régulier de descente se superpose un mouvement vibratoire : la descente des franges est saccadée.

Conclusion. — Le champ électrique modifie les deux vitesses de propagation ; celle de la vibration perpendiculaire aux lignes de force est augmentée ; celle de la vibration parallèle, diminuée.

On a : $n - n_1 > 0$ $n_2 - n > 0$

II. — *Enregistrement photographique*

On produit un système de franges horizontales, localisé dans un plan réel, et on diaphragme le faisceau avec une fente placée dans le plan des franges. On projette l'image de ce diaphragme sur une plaque sensible après réflexion du faisceau lumineux sur un miroir tournant autour d'un axe vertical d'un mouvement régulier et lent[1].

En l'absence du champ, les points d'intersection des franges et du diaphragme laissent sur le cliché des bandes rectilignes et horizontales (fig. 1).

Si le champ modifie la vitesse de propagation de la vibration étudiée, on obtient sur le cliché des bandes

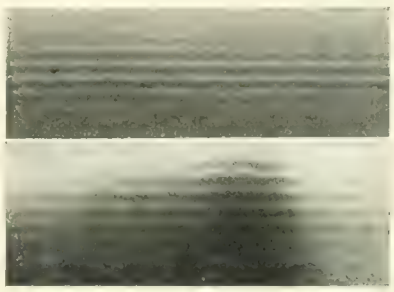


Fig. 1 en haut et fig. 2 en bas

noires sinusoïdales, et le rapport entre l'amplitude de l'ondulation et la distance de deux bandes mesure le

1. Le mouvement du miroir (5 tours par minute) est produit par un moteur à courant continu et à excitation indépendante (force électromotrice de 2 volts sur l'induit) avec réducteur de vitesse à vis tangente.

retard en longueurs d'onde produit par le champ maximum.

J'ai étudié en lumière indigo (arc électrique et cuve d'eau céleste) la vibration ordinaire (fig. 2). Le champ était de 42900 volts par cm, et le retard, mesuré au comparateur sur le cliché, égal à :

$$0^{\lambda},20 \quad \grave{a}\ \frac{1}{50} \text{ de longueur d'onde près.}$$

On en déduisait la différence d'indices :

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = 45.10^{-7},$$

en admettant comme longueur d'onde moyenne de la lumière utilisée :

$$\lambda = 0^{\mu},45.$$

Les figures 1 et 2 reproduisent les clichés renforcés et agrandis 4 fois.

Ce travail a été fait au laboratoire de la Faculté des sciences de Marseille[1].

(Manuscrit reçu le 5 Novembre 1910.)

Sur les réactions chimiques des éléments radioactifs[1]

Par B. SZILARD

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.)

1. Les réactions chimiques à précipitation des éléments radioactifs peuvent être divisées en deux catégories : 1° les réactions caractéristiques dites ioniques telles que celles de l'ion Ba avec l'ion SO^{4} : les réactions de cette nature connues dans le domaine des éléments radioactifs sont très peu nombreuses ; 2° les réactions dites de fixation, moins caractéristiques pour un élément déterminé mais beaucoup plus sensibles, comme la réaction du radium fixé par l'hydrate ferrique. Un grand nombre de ces réactions sont connues.

Dans cet essai, je ne m'occuperai que de cette deuxième catégorie de réactions aussi bien connues d'ailleurs dans le groupe des éléments ordinaires que dans celui des éléments radioactifs. Si elles sont bien connues dans leurs effets, elles sont par contre très peu expliquées dans leurs causes et c'est cette explication que je désire développer ici, quoiqu'elle ne soit pas encore bien précise à l'heure présente; mais nos connaissances actuelles sur ce sujet ne semblent pas nous autoriser encore à un développement mathématique.

2. Comme première explication des réactions de fixation des éléments radioactifs, on a supposé qu'en précipitant un élément *apparenté*, avec l'élément radioactif qui se trouve dans le sein de la même solution, la grande quantité de précipité formé par le premier élément entraînera la faible quantité de précipité formé par le même réactif de l'élément radioactif. Cette explication suppose alors que ces réactions ne sont que des réactions ioniques, dans le sens ordinaire du mot, fondées sur la faible solubilité du corps cherché. Le rôle de phase solide de l'élément ordinaire se bornerait simplement à servir de support à la faible quantité de précipité de l'élément radioactif.

Dans cette hypothèse il y a deux propositions parfaitement inadmissibles.

L'une qui concerne la parenté de l'élément entraîné avec le constituant de phase solide paraîtra tout de suite fausse, si l'on examine quelques cas différents de celui du radium avec le baryum.

Le polonium est entraîné par l'hydrate de fer, l'hydrate de thorium, le sulfate de baryum, l'hydrate de zirconium.

L'uranium X est entraîné par le charbon, l'hydrate de thorium, le sulfate de baryum, l'hydrate de zirconium.

Nous voyons donc d'une part que des substances à composition très différentes les unes des autres peuvent entraîner le même élément radioactif ; d'autre part, nous constatons que les mêmes phases solides peuvent servir à la fixation des éléments radioactifs dont les propriétés chimiques proprement dites — *a priori* — doivent différer beaucoup les unes des autres. D'où nous pouvons conclure d'une façon sûre, que dans les phénomènes de fixation, la parenté du constituant du « fixateur » avec l'élément radioactif fixé, ne peut jouer aucun rôle principal.

L'autre proposition concernant la formation d'une phase solide constituée par l'élément radioactif et le réactif, est encore moins justifiée.

La concentration des solutions des éléments radioactifs à vie courte, dans les conditions expérimentales ordinaires dépasse rarement l'ordre de 10^{-10} normale[2], mais j'ai constaté avec une solution[3] de radium C que sa réaction d'entraînement avec l'hydrate de fer reste encore très accentuée lorsque l'or-

1. Communication faite au Congrès de Radiologie et d'Électricité (Bruxelles, 1910).

1. Un mémoire détaillé paraîtra prochainement dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Marseille*.

2. Telle est la concentration d'une solution d'uranium X en équilibre avec son uranium dans une solution normale de sel d'uranyle.

3. Obtenue par l'émanation du radium absorbée dans l'eau.

dre de grandeur de la concentration est inférieure à 10^{-18} normale. Il est impossible d'expliquer qu'on puisse précipiter une quantité quelconque des substances, lorsque la concentration est aussi faible, si nous ne supposons pas que les composés des éléments radioactifs sont particulièrement insolubles.

Pour prendre un exemple, supposons que la solubilité du sulfate d'uranium X soit du même ordre de grandeur que celle du SO^4Ba. Dans ces conditions, 1 litre d'eau devrait être saturé par 1 g. SO^4UrX [1] environ ; cependant, nous obtenons facilement et même presque quantitativement par des réactions de fixation, l'UrX des solutions où sa concentration n'est que 10^{-13} normale. Si cet effet était dû à la solubilité, ce corps devrait être alors au moins 10^7 fois moins soluble que le SO^4Ba, chose bien peu admissible déjà à première vue, surtout lorsque j'ai vérifié que la solution de sulfate d'uranyle, même en présence d'un grand excès d'acide sulfurique se laisse filtrer au travers d'un faisceau de papier à filtre sans y laisser de quantité appréciable d'uranium X.

En résumé : il reste impossible d'admettre que des ions du réactif et de l'élément radioactif puissent se constituer d'eux-mêmes en phase solide dans le cas des concentrations indiquées ci-dessus ; il est démontré d'autre part, qu'aucun des constituants de la phase solide ne peut être considéré — *a priori* — comme apparenté avec l'élément radioactif fixé. L'explication des phénomènes de fixation reste donc à chercher ailleurs.

3. — Admettons même, que le sulfate d'uranium X, que nous citons à titre d'exemple, soit vraiment un corps particulièrement insoluble. On pourrait alors supposer que du sulfate d'uranium X se forme également lorsqu'on précipite le sulfate de baryum dans le sein d'une solution d'urane ; les deux sulfates (celui de Ba et de UrX) se précipiteraient alors ensemble et cela dans une certaine proportion des concentrations relatives et en fonction des solubilités des phases solides correspondantes dans le milieu. De cette façon, en répétant les précipitations au bout d'un certain temps, une partie de SO^4UrX pourrait se trouver dans le précipité.

Il y a peut-être quelques circonstances qui font paraître ainsi le phénomène. Mais une expérience que j'ai faite réfute complètement cette explication : le sulfate de baryum préalablement précipité et mélangé à une solution d'un sel d'uranyle quelconque (azotate p. e.) peut fixer également de l'uranium X. D'où on peut conclure que le procédé de précipitation lui-même n'a pas non plus un rôle principal dans la fixation.

4. — Il y a déjà longtemps qu'on a remarqué [2] que c'est surtout le baryum qui a la propriété de fixer les éléments radioactifs ; M. Rutherford a cherché la cause de cette propriété dans la position de cet élément dans l'échelle électrochimique, le baryum étant très électropositif.

A première vue, les expériences de Strömholm et Svedberg [1] peuvent être interprétées aussi comme confirmation de cette théorie, ces auteurs ayant pu séparer différents éléments radioactifs, simplement par cristallisation de $(AzO^3)^2Ba$ dans leur solution. Mais on peut faire les deux objections suivantes : 1° L'azotate de potassium cristallisé dans une solution de l'élément radioactif, n'en renferme pas trace, quoique le potassium soit lui aussi très électropositif. 2° J'ai réussi aussi à séparer l'uranium X du sulfate de baryum en transformant celui-ci en acétate et en précipitant dans sa solution de l'hydrate ferrique. Cette réaction n'aurait pas dû réussir, attendu que le fer est moins positif que le baryum.

L'électropositivité du baryum, seule, n'explique pas alors non plus la cause de ces réactions, qui semblent se borner d'ailleurs au sulfate. Et encore moins que dans le cas du baryum, peut-on admettre une telle explication pour les autres cas de réactions de fixation.

5. — L'*isomorphisme* de la matière fixante avec la matière fixée ne peut non plus et d'aucune façon donner l'interprétation de ces réactions. Ceci ressort déjà des explications données dans les paragraphes, 2, 3, 4, et il nous paraît inutile de les répéter ici.

6. — On pourrait examiner ces réactions, encore à un autre point de vue. Nous avons signalé plus haut que le sulfate de baryum mélangé à une solution d'uranium X, entraîne celui-ci. On peut examiner ce problème au point de vue de l'influence qu'un électrolyte exerce sur la solubilité d'un autre électrolyte [2]. Dans ce cas particulier l'un des électrolytes, l'azotate d'uranium X par exemple est en solution, et le sulfate de baryum [3] constitue une phase solide que nous y mélangeons, pour examiner ensuite l'influence qu'il exerce sur la solubilité de l'azotate d'UrX. Les deux électrolytes dans ces conditions n'ont pas d'ions communs.

Soit C_0 la concentration des molécules non dissociées de l'électrolyte dans la solution aqueuse pure, C'_0 celle dans la solution mélangée.

Par l'électrolyte ajouté on a introduit n_k cations et autant d'anions ainsi que N molécules non dissociées. On aura ainsi les relations :

$$C = C_0 e^{\alpha \frac{nk}{n} + \beta \frac{N}{n}},$$

$$C_1 = C_1 e^{\alpha \frac{nk}{n} + \beta \frac{N}{n}}$$

1. Composé hypothétique.
2. Rutherford, *Radioactivity*, 2e éd., § 242.

1. Strömholm et Svedberg, *Zeitschr. f. anorg. Chem.* 61 578, 63-157.
2. Voir les détails : Jahrs, *Elektrochemie* 1905 p. 255.
3. Nous considérons ici le SO^4Ba comme *électrolyte*, parce que, en le considérant comme non électrolyte, il résulterait *a priori* qu'il ne peut avoir d'action à ce point de vue.

où les valeurs de α et β dépendent de l'action mutuelle des ions de l'électrolyte augmenté des molécules non dissociées et des molécules dissociées de l'autre électrolyte ; δ et ε déterminent l'action mutuelle des molécules non dissociées de l'électrolyte ajouté et des ions de l'autre électrolyte.

En supposant maintenant que dans la solution aqueuse non mélangée encore il y ait n molécules d'eau et m_0 molécules de l'électrolyte dissous dont le degré de dissociation est λ_0, tandis que dans la solution mélangée contenant la même quantité de molécules d'eau il y ait m molécules d'électrolyte dont le degré de dissociation soit λ, on aura :

$$C_0 = \frac{1 - \gamma_0 m_0}{n} \qquad C = \frac{1 - \gamma m}{n}$$

$$C_2 = \frac{\gamma_0 m_0}{n} \qquad C' = \frac{\gamma m}{n}$$

En introduisant ces valeurs dans les équations précédentes :

$$1 - \gamma m = 1 - \gamma_0 m_0 e^{\alpha \frac{\lambda_0}{\lambda} - \beta \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}$$

$$\gamma m^2 = \gamma^2 m^2 e^{2\delta \frac{\lambda_0}{\lambda} + 2\varepsilon \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}$$

Dans le cas de dissolutions infiniment diluées, l'action mutuelle des ions dissous étant infiniment faible

$$\alpha = \beta = \delta = \varepsilon = 0$$

d'où

$$1 - \gamma m = 1 - \gamma_0 m_0 .$$
$$\gamma^2 m^2 = \gamma^2 m^2 .$$

C'est-à-dire : *un électrolyte mélangé à la solution d'un autre électrolyte se trouvant en solution excessivement diluée, ne change rien à la solubilité de ce dernier.*

Cependant par l'expérience nous voyons qu'une partie de l'électrolyte hypothétique $UrX(NO_3)$, passait de la phase liquide à la phase solide.

7. — De tout ce qui précède nous pouvons exclure toutes les explications que j'ai exposées, et qu'on a admises en général. Au cours de cet exposé nous avons déjà vu aussi que : 1° ces réactions ne sont pas des réactions de précipitations, dans le sens que la chimie attribue à ce terme, puisque le précipité (fixateur) une fois formé et mélangé à la solution de la substance active, ne perd pas ses propriétés fixatrices. 2° En conséquence ce n'est pas la réaction d'un réactif liquide produisant une phase solide qui peut avoir le rôle principal dans le phénomène. 3° Ce n'est ni les propriétés du cation ni celles de l'anion de la matière fixatrice qui détermine ses propriétés fixatrices. Cette propriété est déterminée par l'état dans lequel la matière se trouve dans son milieu. 4° Nous avons même vu que si une matière possède déjà ces propriétés, par rapport à un corps radioactif elle semble l'avoir aussi pour presque tous les autres. On se demande même si ce sont ces matières qui ont toutes le même caractère, ou bien si ce sont les éléments radioactifs qui ont vis-à-vis de ces substances la même nature?

Nous allons examiner maintenant comment cet état particulier des corps ordinaires est lié aux propriétés spéciales des éléments radioactifs, afin d'expliquer comment ces deux catégories d'éléments se combinent d'une certaine façon en se réunissant en une phase solide.

D'après l'hypothèse que j'exposerai ci-dessous, les éléments radioactifs peuvent être rapportés aux actions mutuelles des suspensions chargées et des ions électrolytiques, ou en général, aux actions mutuelles des corps chargés d'électricité.

8. — Je considère comme suspensions tous les grains plus ou moins fins se trouvant suspendus dans un liquide [1] (phases dispersées) où, grâce à leur contact avec celui-ci, ils sont chargés d'électricité. Par cette définition je considère comme suspension non seulement les colloïdes et toutes les grosses suspensions, mais *en étendant les propositions données par M. Jean Perrin, je considère également que les précipités ont, en majeure partie, des propriétés semblables.* Ces propriétés sont les plus accentuées au moment de leur formation, mais dans beaucoup de cas ($BaSO^4$, p. e.) elles le sont encore après.

Il est facile d'observer que les grains des précipités ont aussi un certain mouvement propre, qui est d'autant plus ralenti que leur volume est plus grand ; que ces grains se maintiennent aussi les uns distants des autres, et enfin que tout cela est dû à ce qu'ils sont véritablement chargés ; plus tard, peu à peu avec leur charge ils perdent leur mouvement, cessent de rester en suspension, s'unissent en adhérant les uns aux autres et forment des masses inertes.

La charge électrique de ces grains peut être aussi de l'un ou de l'autre signe, cela dépendant surtout des propriétés relatives du milieu et des grains. La neutralisation de cette charge peut avoir lieu, dans ce cas aussi, comme dans le cas des colloïdes par des ions électrolytiques de signe inverse ; dans ces cas le centre matériel portant la charge compensante pourra être fixé et constituera avec le grain un centre neutre complexe et inerte. Une espèce de composé chimique est né dont la composition, quoique définie par les masses portantes de charges correspondantes et égales entre elles, ne sera pas déterminée par des lois générales des proportions chimiques.

9. — L'analogie des grains du précipité avec les grains de colloïde étant évidente, il importe de préciser l'entité d'un pareil grain dans une suspension.

1 W. Ostwald, *Zeitsch. f. Chem. u. Ind. d. Kol.*, 1 1907, 29

Nous voyons que ces grains sont chargés d'une certaine quantité d'électricité, qu'ils ont un mouvement propre irrégulier et même qu'ils forment des espèces de combinaisons, toutes propriétés qui caractérisent les ions électrolytiques [1]; la différence la plus remarquable entre ceux-ci et ces grains réside dans la masse de ces derniers par rapport à la charge qu'ils portent. Mais en somme, ce sont aussi des ions, que je désirerais appeler *ions de Perrin*, *ions « solides »*. (Le terme « solide » ne sert ici qu'à la distinction, et ne veut d'ailleurs point dire que ce sont des corps véritablement solides). Ces ions solides seraient les ions électrolytiques correspondant aux gros ions électrostatiques de Langevin; je crois que cette analogie est parfaite à tous les points de vue. Rappelons aussi le mouvement brownien, propriété aussi caractéristique pour les gros ions électrostatiques que pour les ions solides électrolytiques, mouvement, en somme qui n'est autre chose que les déplacements visibles des ions [2].

10. — Les ions solides, comme nous l'avons déjà mentionné, sont caractérisés par leur masse relativement grande par rapport à leur charge et possèdent par conséquent une très faible valeur de e/m. Un simple calcul peut montrer par exemple que les ions solides de l'Ag (sol. colloïdale de l'Ag) possèdent une énergie d'un ordre de 10^7 fois moins grande que les ions électrolytiques du même élément. Pour la compensation d'une certaine charge il sera donc nécessaire d'avoir une masse des premiers 10^7 fois plus grande que des seconds. D'autre part l'insolubilité est caractéristique pour des ions solides; c'est même une condition de leur existence.

Ces deux circonstances, *faible charge* et *insolubilité*, expliquent la différence qui existe entre une réaction à précipitation dans le cas des ions solides et une réaction dans le cas des ions électrolytiques ordinaires, la sensibilité et la *perfection* d'une réaction de précipitation étant déterminées par ces deux facteurs.

Dans le cas donné nous attirons et fixons des ions électrolytiques par des ions solides et il ne s'agit que de les séparer de la phase liquide dont ils ne sont en somme jamais le constituant homogène; pour la séparation il est suffisant d'avoir juste la charge de compensation. Dans le cas des ions électrolytiques, au contraire, il nous faut d'abord réaliser une solution saturée; ne pouvant y arriver, il n'y aura pas de phase solide, c'est-à-dire pas de réaction de précipitation. Et dans des solutions très diluées, la compensation de la charge reste illusoire, les ions pouvant librement exister, sans se compenser.

1. J'ai publié la présente étude au milieu du mois de septembre. C'était à la même époque, que M. J. Duclaux publiait une étude dans le *Zeitschr. f. Kolloidchemie*, au numéro d'août où il concevait les grains de colloïdes comme ions.

2. Voir l'article de M. Jean Perrin, *Le Radium*, 6 (1909), 355-360.

11. La fixation des ions des éléments radioactifs se passerait alors ainsi : lorsqu'on effectue une précipitation dans le sein d'une solution où l'un des constituants de l'entraîneur et les ions de l'élément radioactif sont présents, le précipité n'est d'abord formé que par des éléments ordinaires; les grains de ce précipité se chargent ensuite d'électricité et tendent à compenser leur charge aux dépens des ions électrolytiques chargés en sens inverse. Parmi ces derniers se trouvent des ions des éléments radioactifs, eux aussi sont attirés et fixés en partie et entraînés ensuite avec le précipité. Les grains attireront d'ailleurs aussi d'autres ions électrolytiques.

Il s'agit maintenant d'examiner jusqu'à quel point cette théorie concorde avec les faits.

12. Avant tout il importait de vérifier si les grains des précipités pouvaient être considérés comme des suspensions, en ce sens qu'ils peuvent pratiquement et réellement fixer les ions électrolytiques.

Si la fixation des ions électrolytiques des éléments radioactifs est due réellement aux propriétés des grains déjà existants, ces ions ne sont pas les constituants des grains qui se forment, et il est alors nécessaire que je puisse répéter ces expériences avec des grains préalablement préparés dans un milieu non radioactif.

Cette hypothèse était parfaitement justifiée. J'ai préparé du sulfate de baryum et de l'hydrate de fer, que j'ai mélangés à une solution d'azotate d'uranyle et à une solution de chlorure de radium. Au bout d'une semaine j'ai constaté que dans les quatre cas les suspensions ont entraîné de l'uranium et du radium.

13. Une conséquence de la théorie est qu'en diluant une solution (qui renferme l'un des constituants de l'entraîneur et les ions de l'élément radioactif) et en faisant ainsi la précipitation on obtiendra des grains plus fins (plus nombreux) et la charge totale du système des grains augmentera en conséquence; le nombre total des ions électrolytiques entraînés ira alors aussi en augmentant. Le rendement du précipité en substance radioactive doit être alors *relativement* meilleur dans des solutions diluées du constituant de l'entraîneur que dans des solutions concentrées de celui-ci. Ceci est l'explication de ce que le rendement est plus grand en substances actives lorsqu'on répète les précipitations dans des solutions diluées de l'entraîneur que lorsqu'on opère une seule précipitation dans une solution concentrée du constituant de l'entraîneur.

Nous voyons aussi par là pourquoi le rendement est supérieur lorsque le précipité se forme dans le sein de la solution; dans ce cas, on a des grains encore assez fins et de cette façon la charge totale du système des grains est relativement grande. Plus tard les grains s'agrandissent et compensent en partie leur charge

aux dépens des autres ions électrolytiques qui peuvent se trouver dans le même milieu. Aussi leur action devient moins énergique qu'au moment de la formation.

14. — La théorie que nous venons d'exposer, était déjà mentionnée d'une façon vague, et sans la généraliser, par Ritzel[1], comme explication possible de l'absorption de l'uranium X par le charbon.

On trouve des données pouvant servir d'appuis dans le travail de A.-J. Berry qui a fait des recherches de même nature sur l'absorption de l'uranium X par le sulfate de baryum.

Comme phénomène intéressant à notre point de vue, nous ne rappellerons du travail de Ritzel que le fait que le charbon une fois saturé d'émanation de thorium n'est plus capable de fixer de l'uranium X (sa charge étant déjà compensée par celle de l'émanation ou de ces produits). Du travail de Berry, nous citerons qu'il a constaté que toutes choses égales, la dilution et l'excès d'acide sulfurique favorisent l'absorption.

Quant au rôle de la dilution, nous l'avons déjà expliqué (§ 13) ; quant au rôle de l'excès en acide, ceci peut trouver son explication en deux circonstances. D'abord le sulfate de baryum est dans ces conditions moins soluble dans le milieu (voir § 15), d'autre part, les conditions d'électrisation des grains peuvent être modifiées. De même que *la marche de pareilles réactions peut être et même doit être tout autre suivant qu'on opère dans un milieu neutre, acide ou basique.*

15. — Nous avons déjà dit plus haut, qu'un des principaux caractères des ions solides, et même une condition de leur existence est leur insolubilité. Nous pouvons constater en effet, que tous les entraîneurs connus, le charbon, le sulfate de baryum sont particulièrement insolubles, (le SO^4Sr et le SO^4Ca étant plus solubles que le SO^4Ba sont en effet des entraîneurs moins bons), de même pour les entraîneurs que j'ai employés : l'hydrate de fer, l'hydrate de zirconium, l'hydrate de thorium. *On ne connaît aucun entraîneur qui soit relativement bien soluble.*

C'est ce qui rend en partie leur réaction si sensible et si parfaite. Je cite comme exemple la réaction de l'uranium X sur l'hydrate de fer. Elle est 10^6 fois plus sensible que celle de l'eau oxygénée sur l'iode et 10^{12} fois plus parfaite (plus quantitative) que celle du baryum sur l'acide sulfurique. Et soulignons que cette *perfection* (quantitativité) n'est point due à la sensibilité de mesure des substances radioactives.

La cause de cette sensibilité ne réside que dans les propriétés spéciales de la réaction.

16. — De tout ce qui précède il résulte que toutes ces réactions n'ont pas le caractère des réactions chimiques proprement dites ; que le vrai réactif lors d'une pareille réaction n'est point celui qui effectue la précipitation, pas plus que le composé chimique lui-même qui se forme. *Le réactif, c'est la charge des grains du précipité formé* et le rôle du précipité se borne à fixer les ions attirés.

Il est alors bien indifférent d'employer telle ou telle matière pour l'entraînement. La seule condition nécessaire et indispensable est qu'elle possède des grains suffisamment fins, que son milieu soit bien approprié et enfin qu'elle puisse suffisamment bien fixer les ions électrolytiques attirés.

J'ai réussi à vérifier cela parfaitement. J'ai pu démontrer qu'on peut précipiter l'uranium X par l'uranium lui-même. A cet effet j'ai préparé une solution éthérique (absolue) d'azotate d'uranyle (bien séché) que j'ai exposée au soleil. L'oxyde noir d'uranium qui se forme ainsi, entraîne dans sa première fraction tout l'uranium X.

Tout cela explique aussi pourquoi ces réactions ne sont pas bien caractéristiques pour un élément radioactif quelconque. L'hydrate de fer, le sulfate de baryum, l'hydrate de thorium fixent presque aussi bien le radium, l'uranium X et le polonium ; le charbon fixe aussi bien l'uranium X que le polonium. Les faibles différences qui existent dans ces réactions ne sont que quantitatives et dues à des actions secondaires.

Nous rappelons encore un phénomène très connu : on sait, d'une façon très générale, combien les solutions des substances radioactives se conservent mal : l'élément radioactif se dépose plus ou moins lentement sur les parois du vase renfermant la solution. Ce phénomène se produit surtout, si la liqueur est alcaline ou acide. La cause de ce phénomène doit résider dans le fait, que *les parois se chargent d'électricité*, qui attire et fixe ensuite les ions de la substance active.

C'est ainsi que nous expliquons la précipitation lente du sulfate de radium étudiée par M. L. Kolowrat[1]. Cette précipitation doit se produire aussi dans le cas où la concentration de la matière est *infiniment plus faible* que lors de ces essais, et de cette façon on pourra sûrement exclure l'interprétation que le phénomène n'est que la précipitation d'une matière de sa solution sursaturée. A cet effet on n'aurait qu'à reprendre ces études en fonction de la *concentration* et des *parois* employées.

17. — La fixation des ions des éléments radioactifs par des grains ou parois chargés peut être comparée à la fixation de ces corps par des fils maintenus à un certain potentiel : à la fixation de radium B et C, p. e., par un corps chargé d'électricité, plongé dans l'émanation.

1. *Le Radium*, 6 (1909) 542-546.

1. *Le Radium*, 7 (1910) 157-159.

Partant de cette analogie j'ai fait l'expérience suivante : dans l'éther aussi exempt d'eau que possible j'ai dissous de l'azotate d'uranyle (5 pour 100) séché, puis pour rendre la solution encore moins conductrice, j'y ai ajouté de l'huile de paraffine (25 pour 100) qui se dissout complètement dans la liqueur. Le tout était versé dans un cylindre hermétiquement clos et portant au centre et autour de sa paroi intérieure un fil de platine servant d électrode et maintenu en haut par un bouchon en paraffine. Une différence de potentiel de 400 volts a été mise au travers d'une grande résistance) pendant une heure. L'expérience resta négative : aucun pôle n'était recouvert d'une quantité appréciable d'uranium X (la distance mutuelle des électrodes était de 1 cm. environ). D'où on pourrait conclure, soit que la diffusion des *particules* de l'Ur X n'était pas assez rapide pour pouvoir les observer sur l'électrode au bout d'un temps aussi court, soit que la fixation de l'uranium X est due en outre à la charge de ses *ions* et non pas à la « charge atomique » (résultant de la transformation élémentaire, comme dans le cas du radium B, C.) Dans le cas donné dans l'éther paraffiné il n'y avait pas d'ionisation appréciable, par conséquent il ne peut pas y avoir fixation par un corps chargé.

18. — Des circonstances paraissant à première vue secondaires, peuvent avoir quelquefois un rôle assez important.

Ainsi si l'on effectue un entraînement d'uranium X par le sulfate de baryum ou par le charbon, dans une solution uranique, on trouve que l'entraîneur devient riche en uranium et en fer s'il y en a dans la solution. J'ai réussi même à vérifier que l'entraînement des ions des éléments radioactifs a lieu avec un rendement plus faible lorsque le groupe ferrique est exclu des ions des éléments présents.

La richesse en ces substances de l'entraîneur s'explique par l'absorption de ces ions par les grains en suspension. Freundich a constaté que cette absorption est possible et cela indépendamment du signe des ions absorbés, c'est-à-dire, même sans que la charge des grains soit compensée par cette association ; on a même observé que par suite de ce phénomène la charge a été augmentée. C'est ce qui peut expliquer pourquoi le rendement en uranium X est plus grand lorsque son entraînement a lieu par le charbon ou par le sulfate de barium dans un milieu riche en uranium ou en fer.

Il paraît même que l'uranium X, dans ces cas, est fixé plutôt au fer et à l'uranium qu'au charbon ou au sulfate de baryum. Tout au moins c'est ce qui ressort de l'expérience suivante : le sulfate de baryum renfermant l'uranium X a été soumis à l'action d'une solution d'oxalate d'ammonium bouillante. Ensuite la solution renfermant la majeure partie du fer et de l'urane a été évaporée et calcinée. En déterminant la teneur en uranium X du résidu, j'ai constaté qu'à poids égal ce résidu est plus riche en uranium X, que le sulfate de baryum dont il a été extrait.

19. Toutes ces propositions peuvent éclaircir quelques phénomènes se déroulant dans la nature.

La richesse relative des dépôts et sédiments de l'Océan s'explique en partie par la formation des sels insolubles dans l'eau de l'Océan, sels qui entraînent ensuite le radium dissous ; d'autre part les substances colloïdales de la mer provenant de ses organismes et des vases des fleuves jouant le même rôle, enrichissent également en substances actives les sédiments et en diminuent ainsi constamment les eaux mêmes.

La richesse en substance active des dépôts des eaux minérales se trouve expliquée par un fait analogue. Une eau minérale quelconque, remontant à la surface n'est pas encore en équilibre chimique stable avec ses produits dissous. Vers les régions de la surface, et plus tard, pendant le chemin parcouru à la surface, elle perd une partie de ses matières sous forme de dépôt. Étant donné que ces procédés de la nature sont très longs et ainsi particulièrement favorables à la formation de très faibles grains, et d'autre part que les eaux minérales contiennent toujours une quantité de fer assez considérable, toute condition existe, pour que les substances radioactives dissoutes soient entraînées et fixées par ces dépôts, en appauvrissant ainsi l'eau même. Ceci doit être la cause la plus probable de ce que les eaux minérales ne contiennent presque jamais de radium dissous, quoique les sédiments témoignent très nettement qu'elles en contenaient primitivement.

Enfin je dois rappeler la teneur en substances actives des argiles et d'autres constituants du sol, teneur qui dépasse celle de leurs matières primitives d'où elles se sont formées. Alors que non seulement l'eau qui les a formées n'a pas extrait leurs substances actives, au contraire, les grains colloïdaux qui se sont formés ont retenu les substances actives des eaux avec lesquelles ils ont été en contact.

20. Grâce à l'association de deux corps chargés d'électricité (l'un le grain chargé, l'autre « l'ion » de l'élément radioactif), tous ces phénomènes s'expliquent assez bien. Il reste cependant à rechercher si ces phénomènes existent au même degré aussi dans le domaine des éléments ordinaires, ou bien s'il s'agit d'une propriété particulière des éléments radioactifs. Car en ce qui concerne les réactions analogues étudiées dans le cas des éléments ordinaires les conditions de concentration sont tellement différentes de celles que nous rencontrons dans cet autre monde, qu'il est impossible d'affirmer que ces deux cas soient analogues. A l'heure actuelle nous ne pouvons pas répondre à cette question pour cette raison aussi,

que nos moyens analytiques ordinaires sont loin d'être aussi sensibles que ceux que nous avons pour les substances radioactives.

On peut cependant constater une chose. C'est que des éléments radioactifs à rayonnement intense s'entraînent très facilement, tandis que les substances radioactives mais non rayonnantes (ou faiblement rayonnantes, radium D, radio-uranium) ne s'entraînent presque pas.

Il semble de ce fait que dans les phénomènes d'entraînement le pouvoir rayonnant ou une propriété quelconque liée au rayonnement a aussi son rôle. Il serait difficile d'admettre que ce rôle consisterait en une charge spéciale provenant du rayonnement, si l'on accepte les théories actuelles de la transformation, que les atomes ne rayonnent qu'au moment de leur transformation, car s'il en était ainsi, le rendement d'une réaction d'entraînement ne pourrait être que très faible, et dépendrait de la durée de l'opération par rapport à la vitesse de transformation de l'élément. On peut constater que ce n'est pas le cas.

La cause des réactions d'entraînement des substances radioactives rayonnantes ne peut être due qu'à l'existence d'une charge ionique supérieure ou à une autre charge d'une origine quelconque inconnue encore à présent.

21. Résumé. — 1. Les réactions de fixation, réactions d'entraînement, des éléments radioactifs sont aussi des réactions ioniques à précipitation : les grains de l'entraîneur une fois formés représentent l'un des ions, l'autre ion est représenté par l'ion électrolytique de l'élément radioactif.

2. Ces particules (ou ions) semblent avoir des propriétés différentes suivant que l'élément rayonne ou non.

3. Des propriétés de ces grains et de celles de ces ions ressort que leurs conditions de réaction doivent être plus compliquées que celles des ions normaux électrolytiques.

4. A l'heure actuelle, toutes ces réactions ne peuvent être considérées comme générales, mais une fois les conditions de réaction établies, elles pourront servir aussi bien à la caractérisation d'un élément radioactif quelconque, que les réactions de la chimie analytique servent aujourd'hui pour la détermination des éléments ordinaires.

(Manuscrit reçu le 8 Décembre 1910).

Le bleu du ciel et la constante d'Avogadro

Par Ed. BAUER et M. MOULIN
(École de Physique et de Chimie. — Laboratoire de Physique)

1. D'après une théorie de lord Rayleigh [1], la lumière qui vient du ciel est due à la dispersion de la lumière solaire par les molécules d'air. Cette théorie prévoit que le rapport $\frac{c}{E}$ de l'éclat du ciel à l'éclat du Soleil varie, toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde ; elle permet, en outre, de tirer directement de la mesure de ce rapport la constante d'Avogadro N (nombre de molécules par molécule-gramme).

$$N = 2,25 \cdot 15,6\,H \frac{E}{c} \frac{\pi^5 \cdot K}{\varphi^4} \frac{1}{0,00129} \operatorname{tang}^2 \frac{\zeta}{2} \frac{1 + \cos^2 \beta}{\cos \zeta} 10^{\circ}.$$

K étant le pouvoir inducteur spécifique de l'air, φ le diamètre apparent du Soleil, β l'angle que fait la direction du Soleil avec la direction du ciel visée, ζ la distance zénithale de cette dernière direction, H la hauteur barométrique à 0°, exprimée en centimètres.

Cette formule établie dans la théorie élastique, se retrouve exactement dans la théorie électromagnétique (Langevin) [1].

Elle n'est d'ailleurs valable que si les molécules qui produisent la dispersion sont très petites par rapport aux longueurs d'onde. Il importe donc pour les mesures que le ciel soit exempt de poussières et de vésicules d'eau provenant de l'évaporation des nuages. Dans le cas contraire, on a une variation moins rapide avec la longueur d'onde [2].

De plus, la présence des grosses particules augmente notablement l'éclat du ciel qui tend à devenir blanc, tandis qu'elle affaiblit l'éclat apparent du Soleil. Si donc le ciel n'est pas parfaitement pur, $\frac{c}{E}$ est trop grand et le nombre N calculé est trop petit. On doit donc s'attendre à trouver en général des valeurs trop petites pour N.

2. Pour obtenir les résultats les plus satisfaisants, il faut donc opérer par temps clair et à haute altitude. Des mesures de ce genre ont été faites par Majorana [3] au cratère de l'Etna et par Sella au mont Rose.

1. Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 1871. *Collected Papers*, vol. I, art. 8, p. 87 et 94.

1. Cours au Collège de France, 1907-1908.
2. Zettwitch, *Phil. Mag.*, août 1902.
3. Majorana, *Phil. Mag.*, mai 1901.

Mais ces physiciens se sont contentés de comparer la lumière bleue du ciel avec la lumière blanche du Soleil. Or il est très difficile de comparer deux sources de couleur différente. De plus, et c'est là le point essentiel, suivant la longueur d'onde choisie comme longueur d'onde moyenne, on obtient pour N des nombres variant dans le rapport de 1 à 2,5 [1].

3. Dans le courant du mois d'août 1910, nous avons effectué à l'Observatoire Vallot, au Mont-Blanc (4350^{m}), une série d'expériences sur la comparaison spectrophotométrique des éclats du ciel et du Soleil [2].

L'appareil comportait deux lentilles et un système de prismes à réflexion totale, permettant de former côte à côte sur la fente d'un spectroscope les images du Soleil et d'un point déterminé du ciel. Sur le trajet des rayons solaires étaient interposés deux prismes absorbants analogues à ceux du pyromètre optique de Féry. On amenait les deux plages à égalité en donnant aux prismes un déplacement convenable. L'ensemble de l'appareil pouvait tourner autour d'un axe parallèle à l'axe du monde, de manière à suivre le Soleil. Cet appareil, qui sera décrit ultérieurement, a pu être construit grâce à la subvention que l'Académie a bien voulu nous accorder sur le fonds Bonaparte. L'étalonnage a été fait au laboratoire par deux méthodes concordantes.

4. L'été 1910 a été malheureusement très peu favorable aux observations. Sur six jours de séjour total à l'Observatoire Vallot, nous n'avons pu travailler que pendant deux matinées où le ciel était assez beau, mais un vent d'Ouest persistant provoquait de temps en temps la formation brusque de cirri qui s'évaporaient ensuite. Le même phénomène s'est produit d'une façon à peu près constante pendant notre séjour de plus d'un mois à Chamonix.

Dans ces conditions, il nous a été impossible de vérifier la loi en λ^{-4}, l'état du ciel variant constamment pendant une série de mesures assez longue, car il fallait régler le spectroscope pour chaque longueur d'onde.

Nous avons effectué nos mesures au voisinage des raies C (rouge, H), D (jaune, Na), *b* (vert, Mg). Nous nous bornerons à donner les valeurs de N que nous avons tirées de nos expériences.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de $N.10^{-22}$:

Couleur	Chamonix	Observatoire Vallot (4350^{m})						
		17 août		18 août				
Vert *b*. . .	22	45	40	50	50	59	42	50
Jaune D. .	17	51	25	55	26	29	24	20
Rouge C.	10	20	14	15	23	17	11,5	14

Mais ce sont là des nombres calculés sans tenir compte de la lumière réfléchie et diffusée par la Terre, qui s'ajoute à la lumière solaire. Pour en tenir compte, il faudrait multiplier les résultats par $1 + \rho$, ρ étant le pouvoir réflecteur (*albedo*) de la Terre. Ce coefficient est très mal connu et serait, d'après Lord Kelvin, compris entre 0,3 et 0,7. En prenant la valeur moyenne et en posant $1 + \rho = 1,5$, les trois nombres de la première colonne du 17 août deviennent par exemple :

67 41 50

La valeur de $N.10^{-22}$, d'après les expériences actuellement les plus précises, paraît comprise entre 62 (Rutherford) et 70 (J. Perrin).

On voit que nos résultats sont de l'ordre de grandeur voulu, et trop petits, comme l'état du ciel le faisait prévoir. Ils sont plutôt favorables à la théorie de Lord Rayleigh.

Malgré les difficultés d'ordre météorologique que nous avons éprouvées, nous croyons avoir considérablement réduit l'incertitude sur la valeur de N fournie par ce genre d'expériences.

Nous espérons pouvoir reprendre ces mesures dans de meilleures conditions atmosphériques et avec un appareil amélioré. [Reçu le 16 Décembre 1910.]

ANALYSES

Radioactivité

Essai de détermination de la variation supposée de poids accompagnant la désintégration radioactive du radium. — Bertram D. Steele. (*Nature*, **84** (1910) 428). — Deux balances [3] sensibles à $2,5 \times 10^{-9}$ gramme étaient disposées côte à côte sous la même cage. L'une servait de témoin, l'autre était destinée à mesurer le poids du dépôt actif du radium. A cet effet on y avait suspendu par un crochet isolant un fil fin de platine, qu'on pouvait porter à 500 volts. On pouvait faire circuler dans la cage renfermant les balances un courant d'air avant barboté dans une solution contenant 7,5 milligrammes de bromure de radium pur. Une expérience préalable à blanc avait montré que les différentes opérations nécessaires au moment de la mesure n'affectaient pas l'équilibre de plus de $5,0 \times 10^{-9}$ gramme. On s'attendait à ce que l'accroissement du poids du fil fût de l'ordre de 10×10^{-9} gramme : l'expérience a conduit à une augmentation de 50×10^{-9}

1. Dans un calcul, Lord Kelvin, *Phil. Mag.*, VI, **4** (1902) 296, pose $\rho = 6.10^{-9}$ (on pourrait aussi bien prendre $\rho = 4.8.10^{-9}$).

2. Nous avons pu faire cette ascension grâce à la Société des Observatoires du Mont-Blanc et à son directeur M. Vallot, que nous tenons à remercier ici.

3. *Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 580.

grammes. L'auteur pense que cette différence considérable entre la valeur calculée et la valeur observée est due à la présence de vapeur à poids moléculaire élevé de substances grasses formant joint ; ces vapeurs se condenseraient sur les ions produits par l'émanation et ses produits et seraient attirés sur le fil.

L'auteur a modifié son dispositif de façon à éliminer cette cause d'erreur et procède actuellement à de nouvelles mesures. G. Dannf.

Variation du parcours des rayons α du polonium sous l'influence d'un champ électrique. — **M. Reinganum** (*Ann. d. Phys.*, **33** (1910) 134-144). — Le dispositif expérimental est représenté sur la figure ci-jointe. Une lame de polonium P est placée à l'intérieur d'une petite cloche de laiton G fermée par une feuille d'or très mince. Le tout peut être déplacé à l'aide de la vis micrométrique M. Les rayons β lents sont arrêtés par la feuille d'or. Les rayons α pénètrent à travers la feuille d'aluminium A dans la chambre d'ionisation J où se trouve une électrode communiquant avec une des paires de quadrants de l'électromètre de Dolezalek D.

Toute cette partie de l'appareil est protégée par une cage de toile métallique figurée en pointillé. Lorsqu'on établit une différence de potentiel entre G et A, G étant chargé positivement, l'ionisation dans la chambre J augmente par suite l'accélération des particules α par le champ électrique. En éloignant G de A d'une certaine distance, on rétablit l'ionisation primitive. Il faut, au contraire, rapprocher G de A d'une distance égale, lorsqu'on inverse le sens de la différence de potentiel.

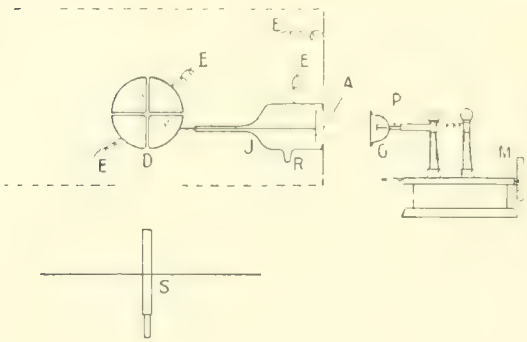


Fig. 1.

L'auteur trouve ainsi qu'à *une différence de potentiel de* 10 000 *volts correspond un accroissement du parcours de* 0,217 *mm*. Ce nombre concorde bien avec le nombre théorique 0,212 mm qu'on peut calculer d'après les données de Rutherford. E. Bauer.

Sur la nature de l'ionisation produite par les rayons α. **F. E. Wheelock** (*Amer. Journ. of Sc.*, **30** (1910) 255-255). — Ce travail a été exécuté dans le but de mettre en évidence l'ionisation en colonne par les rayons α. L'appareil employé est à peu près le même que celui dont s'est servi pour des expériences du même genre M. Mourlin. L'auteur constate de l'examen des courbes de saturation que, lorsqu'un gaz est ionisé par les rayons α, les ions sont formés en colonne le long de la trajectoire, ces colonnes ne sont pas rompues par un champ parallèle mais le sont lorsqu'il leur est perpendiculaire. Si on suppose que la distribution des ions dans les colonnes est uniforme, ce qui n'est pas prouvé, la charge par colonne parvenant à l'électrode pour un champ X est

$$Q = \pi a^2 e \frac{2kX}{a} \log \frac{2kX - \frac{aN}{\pi a^2}}{2kX}$$

où N est le nombre d'ions + produit par une particule α, n_2 le nombre d'ions + par c.c., a le rayon de la colonne, b la profondeur de la chambre d'ionisation, k la mobilité.

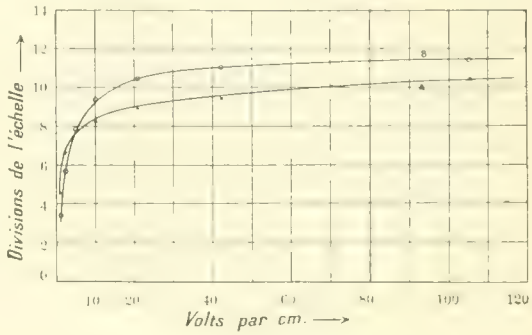


Fig. 1.

A Courbe expérimentale. — B Courbe théorique.

La courbe obtenue en partant de cette formule et la courbe expérimentale ne coïncident pas (fig. 1), ceci n'est pas du à l'inclinaison de quelques-unes des colonnes dans la chambre d'ionisation.

La recombinaison initiale, pas plus du reste que l'ionisation en colonne ne rendent compte du manque de saturation obtenu en différents points du parcours d'ionisation, quand le champ est parallèle à la trajectoire de la particule α. Pour expliquer complètement le phénomène il faudrait faire intervenir les deux hypothèses.

Pour un gaz ionisé par les particules α, la saturation s'obtient pour un champ bien moindre quand on diminue la pression, mais ceci est compatible avec l'hypothèse de l'ionisation en colonne, comme avec celle de la recombinaison initiale; si l'on applique la formule donnée plus haut, on voit que les courbes calculées approchent de la saturation plus vite que les courbes expérimentales; l'auteur suppose que la recombinaison initiale telle que l'entend Bragg doit avoir un rôle appréciable. Ed. Salles.

Electronique

Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité qui paraissent inférieures à la charge de l'électron. **F. Ehrenhaft** (Vienne) (*Communication faite au Congrès de Konigsberg et Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 950-952). — Le lecteur a déjà trouvé ici l'analyse du travail de M. Ehrenhaft qui, par l'observation ultramicroscopique de particules chargées, a abouti à la conclusion suivante : outre les grandeurs actuellement admises comme représentant la charge des ions simples ou multiples, il faut reconnaître l'existence réelle de charges qui ne sont pas des multiples exacts de la charge électrique élémentaire et aussi l'existence de charges électriques inférieures au minimum généralement considéré comme représentant l'élément d'électricité indivisible.

La discussion qui a suivi la communication de l'auteur au Congrès de Konigsberg a bien mis en lumière les différents ordres d'objections qu'on peut faire à ses résultats

sans qu'il soit possible de décider dès à présent si l'une ou l'autre de ces objections peut suffire à rendre compte des écarts entre les nombres de M. Ehrenhaft et les nombres généralement admis :

1° La formule de Stokes doit être modifiée si on veut l'appliquer à des particules dont la dissymétrie est notable (Sommerfeld). Pour des ellipsoïdes ou des cylindres dont la longueur est n fois supérieure au diamètre, il s'introduit un facteur $\sqrt{n}$ ou $n \log n$ dans les valeurs calculées de e. M. Ehrenhaft pense avoir démontré que ses particules ne s'écartent pas notablement de la forme sphérique.

2° Il peut y avoir des mouvements tourbillonnaires dans le gaz (courants de convection irréguliers sous l'influence d'un champ non uniforme, Bestelmeyer). M. Ehrenhaft prétend que le champ électrique utilisé par lui est bien uniforme et qu'il n'y a pas de convection.

3° Il peut y avoir neutralisation totale ou partielle des particules pendant une fraction de leur parcours. Les nombres observés, même sur une particule individuelle, ne seraient encore que des moyennes (Meyer). M. Ehrenhaft pense qu'il n'en est rien, les temps de chute d'une même particule demeurant les mêmes dans différentes mesures successives. M. Meyer répond que ceci assure l'absence de variations systématiques, mais non l'absence de variations fortuites.

4° Il pourrait y avoir association de particules sphériques en groupements présentant un allongement (Kalähne) M. Ehrenhaft n'a jamais observé de groupements de ce genre pour les particules qu'il a étudiées, leur forme sphérique résulte clairement de l'absence de scintillation à l'ultra-microscope.

5° Le mouvement brownien propre au gaz ionisé pourrait être orienté jusqu'à un certain point par le champ électrique (Born). Il en résulterait un transfert de mouvement dans le sens du champ aux particules ultra-microscopiques. M. Ehrenhaft considère ce fait comme improbable étant donnée la régularité avec laquelle les phénomènes s'inversent quand on inverse le champ.

6° Les particules de très petit volume peuvent avoir une densité très différente de la densité moyenne (Kauffmann). M. Ehrenhaft montre que même en leur attribuant la densité la plus faible, on est loin d'expliquer les écarts observés.

7° On peut enfin, avec Planck, émettre l'hypothèse qu'aux très petits diamètres les particules d'eau qui constituent un centre ne sont plus groupées d'une façon assez compacte pour que leur ensemble puisse être assimilé à une sphère et être soumis à la loi de Stokes. Léon Bloch.

Radiations

Nouveau rayonnement de l'étincelle. — R. W. Wood (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 825-826). On sait que le radium rend l'air luminescent dans son voisinage. Pour voir si les rayons ultra-violets de très courte longueur d'onde (rayons de Schumann) ont la même action, M. Wood a fait éclater l'étincelle entre des pointes d'aluminium derrière un petit écran qui masque complètement la lumière directe : à l'œil nu, l'air qui avoisine l'écran n'a aucune fluorescence, mais un spectrographe en quartz permet de démontrer que cet air émet une radiation intense, entièrement absorbée par le verre.

Pour étudier cette radiation, on se sert de l'appareil de la figure 1. L'étincelle éclate entre la pointe d'aluminium C et la lame d'aluminium A. Aucune lumière directe n'est visible lorsqu'on regarde latéralement en G (fenêtre de quartz). Pourtant, avec le spectrographe, on obtient un spectre caractéristique, comportant surtout les deux bandes de l'eau, présentes dans le spectre du gaz tonnant. Ceci indique déjà qu'il ne peut s'agir d'une simple diffusion de la lumière ultra-violette de l'étincelle sur les particules présentes dans l'air (celui-ci est d'ailleurs desséché et filtré).

Pour voir s'il s'agit d'une fluorescence de l'air (azote ou vapeur d'eau) sous l'action des rayons de Schumann, on fait varier la nature du gaz où l'émission se produit. Quand ce gaz est de l'azote, l'émission est très nette et facile à pho-

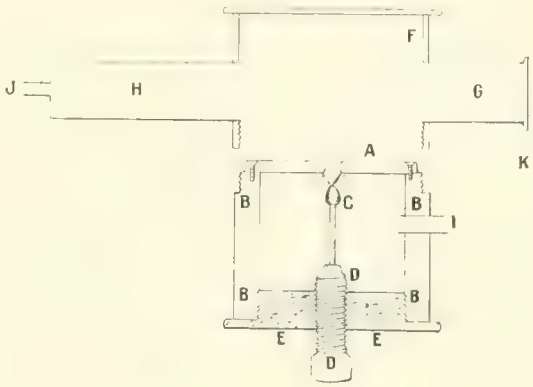


Fig. 1.

tographier ; quand on remplace l'azote par l'oxygène, l'émission disparaît entièrement. Il s'agit de savoir si la présence de l'oxygène empêche la formation de l'émission, ou s'il y a absorption de l'émission une fois formée. Il semble que cette dernière explication soit la vraie, car, si on laisse l'émission se former dans l'air, un petit jet d'oxygène, passant tranversalement, la coupe tout à fait, tandis qu'un jet d'azote la laisse se propager. L'émission est arrêtée entièrement par la fluorine et par l'aluminium mince. Un courant d'air même très fort ne l'arrête pas, ce qui semble indiquer une vitesse de projection énorme.

M. Wood se propose de continuer l'étude de l'émission qui se rapproche sans doute des « Entladungstrahlen ». Actuellement, il est difficile de concilier l'action inhibitive exercée par l'oxygène, avec le caractère spectral de l'émission, qui est celui de l'oxydation de l'hydrogène.

Léon Bloch.

Phénomènes cosmiques

Enregistrement de la conductibilité électrique de l'atmosphère avec l'électromètre Benndorf. — K. Kahler (*Publication de l'Institut météorologique de Prusse, n° 225, Berlin*, 1910). — Travail d'ensemble avec tableaux comparatifs portant sur les variations diurnes et annuelles du potentiel atmosphérique, du courant d'ionisation et du courant vertical ascendant.

Valeurs absolues de λ de mai 1909 à avril 1910 :

Moyenne de 68 jours calmes . . .	42.18^{-6} U.
Maxima	110.10^{-6} -
Minima	7.10^{-6} -

Les maxima ont lieu par temps clair, de bon matin, pendant le printemps parfois à midi ; les minima, pendant le brouillard ou la brume épaisse. Les variations annuelles de la conductibilité comportent deux maxima (mai et janvier) et deux minima (septembre et février). Les variations

diurnes présentent deux types, un type d'été (période semi-diurne) et un type d'hiver (période diurne). Elles suivent assez irrégulièrement les variations du gradient atmosphérique.

Valeurs absolues du courant vertical :

Moyenne pendant 68 jours. . .	$2.2.10^{-}$	Amp. cm²
Maximum	7.10^{-}	—
Minimum.	$0.6.10^{-}$	—

Les variations annuelles sont peu nettes et analogues à celles de la conductibilité. Les variations diurnes sont moins régulières encore. Léon Bloch.

Observations d'électricité atmosphérique effectuées à bord de la « Belgica » en 1907, pendant la croisière arctique du duc d'Orléans. — **C. Rachlew** (*Bull. Sc. Acad. R. Belgique*, 31 (1910) 395-417). — Au cours de l'expédition de la « Belgica » dans la mer de Kara, le lieutenant norvégien Cate Rachlew fit des expériences de déperdition électrique avec l'appareil d'Elster et Geitel et de radioactivité de l'atmosphère à l'aide d'un dispositif imaginé par Ludeling. Ces expériences dans de telles conditions sont très délicates, car on a à compter avec le tangage du navire, le vent, les fumées, l'humidité extrême si funeste au bon isolement.

Le lieutenant Rachlew a fait trente-six observations de déperdition électrique à l'air libre en des lieux dont il a déterminé la situation géographique et dans des conditions météorologiques soigneusement notées ; il résulte de ses observations que la déperdition est plus grande sur terre qu'en mer. L'une d'elles faite sur la glace à 100 mètres du navire a conduit à une déperdition anormale des charges négatives, ce qu'on peut sans doute expliquer par l'effet photo-électrique sur la glace.

En ce qui concerne la radioactivité de l'atmosphère, les résultats des observations montrent qu'elle est toujours plus grande quand le vent souffle de terre. L'identité de la courbe de décroissance du fil activé avec la courbe de Curie et Danne pour la décroissance d'un corps activé par l'émanation du radium montre que l'atmosphère qui baigne les eaux de la mer du Nord contient seulement l'émanation radioactive du radium. G. Danne.

Recherches sur les phénomènes actinoélectriques et leur relation avec l'ionisation de l'air. **A. Rosselet** (*Thèse de l'Université de Lausanne*, 1910). — Les conclusions de ce travail ne paraissent pas établies avec une rigueur complète. Léon Bloch.

Quelques déterminations de la radioactivité de l'air sur l'océan Atlantique. — **H. Stade** (*Meteor. Zeitschr.*, **27** (1910) 469-471). — L'auteur a trouvé des résultats assez différents des résultats usuels : les valeurs obtenues pour l'activité induite sur un fil chargé négativement sont supérieures aux valeurs usuelles, et quand le fil est chargé positivement on trouve aussi des nombres relativement grands. Léon Bloch.

Observation de la dispersion électrique de l'air et de la déclinaison magnétique à l'Observatoire de Padoue, pendant le passage de la comète de Halley devant le soleil. — **R. Alpago** et **G. Silva** (*Atti R. Istituto Veneto di Scienze*, 69 (1910) 1169-1195). — Tableaux et courbes représentatives des quantités mesurées, ainsi que de la température, de la vitesse du vent et de l'humidité. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Mouvements visibles et invisibles (Conférences faites à Leyde en février et mars 1909) par **H. A. Lorentz**, traduit par **G. Siebert**, IIe édition (1 vol., 15 × 23, 125 pages, Vieweg u. Sohn, éd., Braunschweig, 1910, M. : 3).

Il s'agit d'un petit ouvrage de vulgarisation, qui emprunte au nom de son auteur une réelle portée scientifique et éducative. Au lieu de tomber dans l'erreur trop commune qui consiste à vulgariser, non le seul langage mais la vérité elle-même, H. A. Lorentz a su exposer, sous une forme accessible à chacun, les faits fondamentaux de la physique moderne, et cela sans sacrifier ni la rigueur des lois ni la profondeur de l'interprétation. Les analogies mécaniques servent constamment de guide à l'explication des phénomènes électriques ou optiques. Les personnes, désireuses de s'initier à ces sciences auxquelles H. A. Lorentz a apporté lui-même une telle contribution, liront avec grand attachement ce petit livre. Les physiciens y retrouveront beaucoup de choses. Ils y découvriront aussi beaucoup d'idées. **Léon Bloch.**

Les états physiques de la matière, par **Ch. Maurain** (*Nouvelle collection scientifique*, 1 vol., 12 × 19, 325 pages, Félix Alcan, édit., Paris, 3 fr. 50.)

Ce petit volume a pour but l'étude des propriétés des cristaux, des différents états des corps solides, des cristaux liquides et des colloïdes; deux chapitres sont néanmoins consacrés aux gaz et aux liquides : le premier assez court destiné à l'exposition de la théorie cinétique et aux ions; le second plus étendu applique la même hypothèse cinétique aux propriétés des liquides; on y trouve une description détaillée des expériences de Reynold et Rucker et quelques mots sur la théorie des solutions. C'est alors que commence le sujet de l'ouvrage proprement dit. La formation des cristaux est expliquée par une ingénieuse théorie de P. Curie, l'anisotropie de ces corps décrite en détail par la variation de leurs propriétés optiques, thermiques, magnétiques et élastiques avec la direction. Les structures cristalline et amorphe sont alors exposées et le lecteur suit aisément le passage de l'état solide à l'état liquide, l'influence du recuit et de l'écrouissage.

La notion d'isomorphisme amène l'auteur à parler des cristaux mixtes, des solutions solides, et des mélanges hétérogènes, puis à exposer les alliages et les phénomènes analogues que présentent les solutions de sels; de nombreux diagrammes et exemples illustrent le raisonnement, c'est d'ailleurs une caractéristique de ce volume que le grand nombre de faits tous pris dans des travaux récents, venant appuyer les idées théoriques énoncées dans un langage simple mais précis. On trouve ainsi au passage ayant trait faux phénomènes se produisant à la solidification quand deux constituants forment plusieurs combinaisons, non seulement la description de ce qui a lieu pour les alliages cuivre-magnésium, bismuth-sodium, mais encore ce qu'on observe avec les solutions de chlorure ferrique ou d'iodure de sodium. Deux chapitres sont consacrés l'un aux colloïdes, l'autre aux cristaux mous et à la question, si peu connue en France, des cristaux liquides. Des notes bibliographiques renvoient le lecteur aux mémoires originaux et constituent une précieuse source d'information. **Ed. Salles.**

Le Gérant : Frank Alcan. 6787. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

Table analytique des Matières

Contenues dans le Tome 7 du « Radium », de Janvier à Décembre 1910.

Les caractères **gras** *se rapportent aux* **mémoires originaux** *et les caractères ordinaires aux analyses de mémoires*

Radioactivité

Généralités et théories

Tables des constantes radioactives revues et complétées (L. Kolowrat) 1
The radioactive Substances, their Properties and Behaviour (W. Makower) 155
Radiochemistry (A. T. Cameron) 188
Tables des constantes de l'ionisation et de la radioactivité (Th. H. Laby) 189

Caractères des corps radioactifs

Sur la numération des particules α par la scintillation et sur la grandeur de l'élément de charge électrique (E. Regener) 8
Sur la mesure de la constante de l'émanation du radium (Mme P. Curie) 55
Sur le polonium (Mme P. Curie et A. Debierne) . . . 58
Sur les rayons émis par les sels des métaux de la famille du potassium (E. Henriot) 40
Dosage du radium par la mesure de l'émanation dégagée (Mme P. Curie) 65
Le spectre de l'émanation du radium (H. E. Watson) . . 98
Sur l'absorption de l'uranium X par le sulfate de baryum (A. J. Berry) 99
Sur la chaleur dégagée par la pechblende (H. H. Poole) . 100
Contribution à l'étude de la radioactivité du potassium (J. Elster et H. Geitel) 155
Sur la précipitation lente du sulfate de radium (L. Kolowrat) 157
Sur les mesures quantitatives de l'émanation du radium (W. Duane et A. Laborde) 162
Sur les rayons émis par les sels des métaux de la famille du potassium (E. Henriot) 169
Sur le radioplomb (H. Herchfinkel) 198
Absorption et adsorption des émanations radioactives (R. W. Boyle) 200
Note sur les coefficients de diffusion de l'émanation et des particules du dépôt actif de l'actinium (J. C. Mc Lennan) 205
Sur le dégagement d'émanation par les sels de radium (L. Kolowrat) 227
Propriétés de l'émanation du radium (E. Rutherford) . . 227
Solubilité de l'activité induite de l'actinium (Svante Arrhenius) 228
Les réactions chimiques des éléments radioactifs (B. Szilard) 229
Le dégagement de chaleur des corps radioactifs (W. Duane) 260
Sur le dégagement de l'émanation par les sels de radium (troisième note) (L. Kolowrat) 266
Période de désactivation du polonium (I. W. Walters) . . 278
Dosage du radium (S. J. Lloyd) 278
Nouveau rayonnement β du thorium X — Analogies entre les séries de l'uranium et du thorium (O. Hahn et L. Meitner) 279
Sur la condensation de l'émanation du radium (A. Laborde) 294
Sur le radium métallique (Mme P. Curie et A. Debierne) . 309
Détermination sur un long espace de temps, de la vitesse de production de l'hélium à partir du radium (J. Dewar) . 310
La radio-balance; balance thermo-électrique pour la mesure absolue de la radiation; application au radium et à l'émanation du radium (H. L. Callendar) 315
Essais de préparation du radium métallique (E. Ebler) . . 315
Sur les réactions chimiques des éléments radioactifs (B. Szilard) 316

Propriétés du rayonnement

Sur une méthode d'enregistrement de la longueur du parcours des rayons α et sur une particularité de ce parcours (B. Szilard) 19
Sur le retard que les feuillets métalliques et les gaz font subir aux particules α (T. S. Taylor) 19
Dispersion des rayons β du radium (P. V. Matsen) . . . 19
Rayons γ de l'uranium et du radium (F. Soddy et A. Russell) 19
Sur la dispersion des rayons β du radium par l'air (J. A. Crowther) 65
Sur l'ionisation produite par une particule α. Relations entre l'ionisation et l'absorption (H. Geiger) 156
Contribution à l'étude du passage des rayons β à travers la matière (H. W. Schmidt) 181
Sur une méthode photographique d'enregistrement des particules α (W. Duane) 196
La dispersion des rayons α par leur passage à travers la matière (H. Geiger) 205
Déviation magnétique des rayons β (O. v. Baeyer et O. Hahn) 207
Absorption des rayons β du radium par les solutions et les liquides (W. A. Bogomolowsky) 208
L'ionisation de divers gaz par les rayons β de l'actinium (R. D. Kleeman) 208
Rayonnement secondaire produit par l'uranium X (W. B. Hart) 208
Sur la radiation secondaire produite par les rayons β du radium (W. H. Bragg) 208
La question de l'homogénéité des rayons γ (F. Soddy et A. S. Russell) 209
Sur l'énergie des rayons du radium (W. Duane) . . . 227
Sur l'absorption et la réflexion des particules β par la matière (A. L. Kovarik) 226
Passage des rayons β à travers la matière (H. W. Schmidt) . 226
Le passage de rayons α, β et γ au travers de la matière (R. D. Kleeman) 227
Sur les rayons β du radium à son minimum d'activité (L. Kolowrat) 269
Spectres de raies des rayons β obtenus par déviation magnétique (O. v. Baeyer et O. Hahn) 279
Halos pléichroïques (J. Joly et A. L. Fletcher) 311
L'action photographique des particules α émises par les substances radioactives (S. Kinoshita) 315
Sur la transmission des rayons β (A. A. Crowther) . . . 315
Sur l'émission des rayons γ et leur absorption par la matière (O. Hahn) 315
La recombinaison des ions produits dans les gaz par les rayons α (M. Moulin) 350

Variation du parcours des rayons α du polonium sous l'influence d'un champ électrique (M. Reinganum) . . . 374
Sur la nature de l'ionisation produite par les rayons α (J. E. Whitlock) 374

Transformations radioactives.

La désintégration atomique multiple (F. Soddy) 18
Le produit ultime de désintégration de la série de l'uranium (J. A. Gray et Boltwood) 18
Sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux radioactifs (Mlle Gleditsch) 18
Sur la relation entre l'uranium et le radium (F. Soddy). 18
Production de l'uranium X, et rayons émis par ce corps (F. Soddy) 18
Sur la présence de l'ionium dans les résidus de pechblende (S. Meyer et F. v. Schweidler) 19
Action de l'émanation du radium sur les éléments du groupe du carbone (W. Ramsay et F. L. Usher) 19
Action de la pesanteur sur l'activité induite du radium (L. Wertenstein) 20
Sur le dépôt actif de l'actinium dans un champ électrique uniforme (W. T. Kennedy) 20
Note sur le recul radioactif (S. Russ) 95
Sur le nombre des particules α émises par les émanations du thorium et de l'actinium (H. Geiger et L. Makower) . 97
La vie moyenne du radium; correction (R. W. Gray et W. Ramsay) 99
Le recul du radium C dans sa formation à partir du radium B (W. Makower et S. Russ) 99
Sur les charges électriques acquises par les sels de potassium et autres substances radioactives isolés dans un vide élevé (Mc Lennan, J.-C.) 100
L'hélium dans l'air de Naples et du Vésuve (A. Piutti) 142
Sur les minéraux non radioactifs contenant de l'hélium (A. Piutti) 146
Recherches sur les constituants de l'activité induite de l'actinium (L. Blanquies) 159
L'hélium dans les minéraux récents (A. Piutti). . 178
Sur le parcours des projections radioactives (L. Wertenstein) 180
Expériences de séparation de l'uranium et de l'uranium X par voie électrolytique et pulvérisation cathodique (G. V. Sensel) 209
Sur le recul du radium B à partir du radium A (W. Makower et S. Russ) 209
Sur le nombre des particules α émises par seconde par l'uranium, le thorium et les minéraux d'uranium (H. Geiger et E. Rutherford) 225
Sur les parcours des projections radioactives (L. Wertenstein) 225
Sur le recul du radium B à partir du radium A (W. Makower, S. Russ et L. I. Evans) 225
Sur la théorie des transformations radioactives (P. Gruner). 228
Théorie d'une méthode d'estimation de l'âge d'une autunite portugaise et période de l'ionium d'après la quantité d'hélium contenue dans le minéral (F. Soddy) . 250
Sur la projection du radium B (L. Wertenstein) . . 288
Essais pour évaluer la période de l'ionium (F. Soddy) 295
Rapport entre l'uranium et le radium des minéraux (S. Russell) 310
Le dégagement de l'hélium contenu dans les minéraux sous l'action de la chaleur (Orson-Wood) 310
Le radium D et ses produits de transformation (G. N. Antonoff) 315
Rayonnement β de l'uraninite (S. J. Lloyd) 316
Sur la relation entre l'uranium et le radium (F. Soddy). 316
Les rayons de l'uranium X et son produit de désintégration (F. Soddy) 316
Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux (F. Soddy et G. Pirlet) 317
La constante de l'uranium X (F. Soddy et A. Russell) 316
Sur la question de l'influence de la température sur les transformations radioactives (H. W. Schmidt et P. Cermak II) 317
Solution d'un système d'équations différentielles qui se rencontre dans la théorie des transformations radioactives (H. Bateman) 317
Essai de détermination de la variation supposée de poids accompagnant la désintégration radioactive du radium (B. D. Steele) 373

Effets des substances radioactives.

Colorations obtenues sous l'influence du rayonnement du radium (C. Doelter) 58
Influence de l'émanation du radium sur l'équilibre d'un système gazeux (F. L. Usher) 98
Halos pléochroïques (J. Joly) 100
Das Radium und die Farben (C. Doelter) 123
Décomposition chimique de l'eau par les rayons α du polonium (K. Bergwitz) 181
Phosphorescence produite par les rayons α et β (L. Marsden) 206
Théorie de la luminosité produite par diverses substances sous l'action des rayons α (E. Rutherford) 206
Sur la décomposition de l'eau par divers rayonnements (M. Kernbaum) 242

Radioactivité des substances communes.

Sur la radioactivité probable de l'erbium, du potassium et du rubidium (W. N. Strong) 20
Sur la radioactivité des composés du rubidium (E. H. Buchner) 21
Sur la radioactivité de préparations de zirconium (A. Gockel) 21
Sur les substances pseudoradioactives (E. Egler) 21

Electronique

Généralités et théories.

Note sur la théorie cinétique de la matière (O. W. Richardson) 22
Le principe de relativité et la mécanique non newtonnienne (G. N. Lewis et Tolman). 24
Strahlende Materie und Magnetische Strahlen (A. Righi et M. Ikeu) 52
Sur une théorie de la structure du champ électrique et son application aux rayons Rontgen et à la lumière (J. J. Thomson) 101
The corpuscular theorie of matter (J. J. Thomson) 156
Table des constantes de la radioactivité et de l'ionisation (Th. H. Laby). 189
Sur la théorie de la conductibilité électronique (A. W. Conway). 232
Le principe de relativité et la loi de Newton (M. Lémeray). 252
Sur une catégorie nouvelle de conducteurs métalliques de l'électricité (M. Riedeker). 255
Rayons X et matière (C. G. Barkla) 258
Recherches sur les solutions solides métalliques au point de vue de la théorie des électrons (R. Schenck). . . . 312
Mouvements visibles et invisibles (H. A. Lorentz) 376

Circonstances de formation des électrons.

Profondeur à laquelle a lieu la dispersion complète des rayons cathodiques dans le plomb et variation de cette profondeur avec la vitesse des rayons (W. R. Ham) . . 23
Émission d'électrons négatifs par des métaux soumis à une réaction chimique (E. Haber et G. Just) 65
Recherches sur les rayons magnétiques (A. Righi). 80
Sur l'effet photo-électrique du platine et du cuivre sous l'influence de la lumière ultra-violette polarisée (R. Pohl). 101

Effet photo-électrique des métaux alcalins en lumière polarisée. Influence de la longueur d'onde (R. Pohl) . . 105
Sur les propriétés photo-électriques de l'alliage sodium-potassium (J. Kunz) 105
Sur le phénomène photo-électrique présenté par l'alliage potassium-sodium et les renseignements qu'il fournit relativement à la constitution de l'éther (Jacob Kunz) . 105
L'effet photo-électrique avec les métaux alcalins. — Relation entre le courant photo-électrique et l'intensité lumineuse (F. K. Richtmyer) 104
Relation entre le courant photo-électrique et la longueur d'onde de la lumière incidente (F. K. Richtmyer) . . . 104
Recherches sur l'effet photo-électrique de Hertz (E. Bloch) 125
Sur un moyen de décider expérimentalement de la nature des rayons γ (E. v. Schweidler) 181
Sur la formation des rayons cathodiques (L. Dunoyer) 500
Rayons Röntgen secondaires des sels métalliques (J. L. Glasson) 520
Production de particules cathodiques par les rayons Röntgen homogènes (R. T. Beatty) 520
Rayonnement corpusculaire homogène (Gu. A. Sadler) . . . 521
Sur la nature des rayons magnéto-cathodiques (H. Thirkill) 521
Sur la direction dans laquelle un électron est projeté hors d'un atome sous l'action de la lumière ultra-violette (R. D. Kleeman) 522

Propriétés des électrons.

Sur la numération des particules α par la scintillation et sur la grandeur de l'élément de charge électrique (L. Rieger) 8
Détermination de $\frac{e}{m_0}$ (K. Wolz) 65
Contribution à l'étude du passage des rayons β à travers la matière (H. W. Schmidt) 105
Sur la loi d'absorption des rayons β (O. Hahn et L. Meitner). 105
Sur la loi d'absorption des rayons β (W. Wilson) 106
Absorption des rayons cathodiques de différentes vitesses dans l'hélium (J. Robinson) 106
Sur la trajectoire parcourue par un électron autour d'un ion positif dans le champ magnétique (A. Righi) . . . 181
Les équations explicites de la trajectoire d'un corpuscule électrique dans le champ d'un seul pôle magnétique (C. Störmer) 181
Sur l'absorption des rayons cathodiques par les gaz (H. Balrwald) 182
Sur le dispositif expérimental utilisé par MM. Guye et Ratnowsky dans leurs récentes recherches sur la détermination de la variation d'inertie des corpuscules cathodiques de grande vitesse (C. E. Guye) 240
Potentiel de décharge dans le champ magnétique (A. Righi) 285
Discussion des expériences sur la masse des électrons en mouvement (W. Heil) 318
Sur le calcul du nombre des électrons à l'aide de la dispersion (C. Schaefer) 318
Action du rayonnement électromagnétique sur les électrons libres et liés à l'intérieur des corps solides (J. Königsberger et K. Kichling) 318
Théorie électronique de la thermo-électricité (K. Baedeker). 318
Sur l'application de la thermodynamique à la théorie électronique de la conductibilité (F. Krüger) 318
Sur la dispersion de particules électrisées animées d'un mouvement rapide (J. J. Thomson) 319
Vitesse des électrons produits par des rayons Röntgen mous (W. Seitz) 319
Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité sur des particules dont la charge est notablement inférieure à celle de l'électron et ne paraît pas non plus en être un multiple (F. Ehrenhaft) 319
Sur l'effet électrostatique d'un champ magnétique variable (J. M. Kulhne) 320
Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité qui paraissent inférieures à la charge de l'électron (F. Ehrenhaft) 374

Mécanique électromagnétique.

Différence entre le phénomène de Zeeman longitudinal et l'effet transversal pour les lignes de l'hélium (A. Nagaoka) . 23
Sur les triplets magnétiques dissymétriques (A. Dufour) 74
Influence d'un champ magnétique sur l'amortissement de vibrations lumineuses (J. Becquerel) 106
Sur le phénomène de Kerr pour les alliages de Keusler (M. S. Tokmatchiff) 106
Sur les triplets magnétiques dissymétriques (A. Dufour) 155
Sur la théorie du phénomène de Zeeman dans une direction oblique par rapport aux lignes de force (H. A. Lorentz) 210
Sur les biréfringences électrique et magnétique (P. Langevin) 235
Phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les sels de terres rares (J. Becquerel) 234
Quelques remarques sur la décomposition magnétique des raies d'absorption (P. Zeeman) 235
Extension des séries de raies particulies d'après des mesures précises des longueurs d'onde dans l'infra-rouge (F. Paschen) 235
La distribution des raies spectrales (J. R. Rydberg) 236
Sur les biréfringences électrique et magnétique (P. Langevin) 249
Le degré de polarisation circulaire des composantes magnétiques des raies spectrales (P. Zeeman) 323
Sur l'origine de quelques anomalies observées récemment dans le phénomène de Zeeman (O. Corbino) 323
Distribution des lignes isodynamiques entre les pôles d'un électro-aimant et anomalies du phénomène de Zeeman (O. Corbino) 323
Remarque sur la soi-disant différence entre l'effet Zeeman longitudinal et transversal (P. Koch) 324
Sur le phénomène de Kerr dans les verres et sur une détermination de la constante de Kerr pour le sulfure de carbone (O. D. Tallers) 324
Phénomène de Majorana dans les champs magnétiques produits par les décharges oscillantes (L. Tieri) 324
Sur la biréfringence électrique des liquides homogènes. — Études des retards absolus (J. Cabannes) 364

Diélectricité et magnétisme.

Détermination quantitative de la dispersion anormale de la lumière dans de la vapeur de sodium saturante à la température de 785° C. (St. Loria) 106

Radiations

Généralités et théories.

Sur la constitution des radiations électriques (J. Tyndall) 24
Sur des expériences propres à décider entre la théorie de l'éther et la théorie de l'émission. I. Rayons Röntgen (J. Stark) 24
Die Neuesten Strahlen (H. Greinacher) 64
Théorie de l'éther et théorie atomistique de la lumière (J. Stark) 107
Das Licht in seinem elektrischen und magnetischen Wirkungen (C. Russ) 125
Sur la théorie du rayonnement (M. Planck) 183
Sur le caractère électrique des sources de lumière (T. P. Irving) 185
Émission de la lumière et son excitation (P. Lenard) . . 184

Propriétés des radiations.

Polarisation des rayons Röntgen (W. R. Ham) 24
Étude du pouvoir réflecteur des métaux en fonction de l'indice de réfraction du milieu ambiant (L. R. Ingersoll et R. T. Bridge) 24
Variation, avec la température, de la biréfringence magnétique des composés aromatiques. Corps surfondus et corps à l'état vitreux (A. Cotton et H. Mouton) . . . 25
Expériences destinées à rechercher si les rayons secondaires γ sont polarisés (R. P. Kleeman) 106
Sur la répartition de l'intensité d'émission des rayons Röntgen (A. Sommerfeld) 107
Nouvelles recherches sur la dissymétrie d'émission des rayons Röntgen (J. Stark) 107
Sur la répartition de l'intensité dans l'émission des rayons Röntgen (A. Sommerfeld) 108
Recherches sur les radiations de grande longueur d'onde (H. Rubens et H. Hollnagel) 185
Recherches sur l'émission des gaz (Konen et W. Jungjohann) . 186
Recherches sur le pouvoir émissif des métaux pour les rayons de courte longueur d'onde du spectre infra-rouge; ses variations avec la température (H. Rubens). 187
Recherches sur la dispersion et l'absorption des métaux dans les spectres visible et ultra-violet (W. Meier) . . 187
Mesures photométriques sur des flammes de Bunsen colorées (E. Beckmann et P. Waentig) 187
Comparaison de la mesure des températures par la loi de Stefan-Boltzmann et par le thermomètre à azote, jusqu'à 1600° (S. Valentiner) 188
Absorption sélective et dispersion de la lumière dans les corps solides à diverses températures (J. Becquerel) . 256
Les raies de Fraunhofer et la dispersion anomale de la lumière (W. H. Julius) 281
Pression de radiation produite sur la source : phénomène de recul dû à la lumière (Poynting et Barlow) 524
Les forces de pression de la lumière sur les gaz (P. Lebedew) 525
Absorption et fluorescence de la vapeur de rubidium (T. S. Carter) 527
Nouveau rayonnement de l'étincelle (R. W. Wood) . . . 575

Phosphorescence.

Influence de la température sur la fluorescence et la loi de Stokes (J. de Kowalski) 56
Sur la loi de l'optimum de phosphorescence. Essai de théorie (L. Breuninghaus) 108
Phosphorescence des sels d'uranyle aux très basses températures (J. Becquerel) 257
L'effet photo-électrique et la phosphorescence (M. Grotowski) 526
Sur la phosphorescence observée sur le verre des tubes à vide quand la pression n'est pas très basse (J. J. Thomson) 526

Effets physiques et chimiques des radiations.

Chaleur développée pendant l'absorption de l'électricité par les métaux (O. W. Richardson et H. L. Cooke) 18
Quelques propriétés électriques du sélénium (L. S. Mc Dowell) 24
L'effet électrique du spectre ultra-violet (E. W. B. Gill). 105
Action des radiations nouvelles sur les plantes (A. Guillemonat) 247
Décomposition de l'eau par l'aigrette (M. Kernbaum). 275
Quelques propriétés électriques du sélénium (L. Dowell). 327

Spectroscopie.

Variation de l'intensité relative des raies de l'hélium (P. G. Nutting et O. Luman) 25
Sur un caractère des courbes d'énergie spectrale (W. W. Coblentz) 25
Émission et absorption des raies spectrales (R. Ladenburg). 108
Absorption, fluorescence et rotation magnétique de la vapeur de sodium dans l'ultra-violet (R. W. Wood) . . 108
L'effet de la pression sur les spectres de bandes des fluorures alcalino-terreux (R. Rossi) 109
Sur le spectre ultra-violet de bandes du phosphore (A. de Gramont et C. de Watteville) 109
Sur les régions jaune, orangé et rouge du spectre de flamme à haute température du calcium (G. A. Hemsalech et C. de Watteville) 109
Prolongement du spectre de bandes de l'azote dans le rouge extrême et l'infra-rouge (F. Croze) 188
Effet de la pression sur les spectres d'arc. — Titane (R. Rossi) 527
Nouvelles expériences sur les multiplicités spectroscopiques dans l'arc électrique (L. Puccianti). 327
Spectres d'absorption des vapeurs des métaux alcalins (P. V. Bevan) 327
Le spectre d'absorption de certains composés uraneux et uraniques (H. C. Jones et W. Strong). 527

Ionisation

Circonstances de formation des ions.

Sur les phénomènes acoustiques des condensateurs. A propos du récent mémoire de M. H. Perkins (A. Righi) 4
Relation entre le courant photo-électrique et l'intensité de la lumière (F. K. Richtmyer) 22
Absence de fatigue photo-électrique dans le vide très élevé (R. A. Millikan et G. Winchester). 23
Sur l'ionisation dans différents gaz (E. Parr Metcalfe). . 27
Sur la décharge électrique dans les gaz HCl, HBr, et HI (J. Vegard) 27
Sur la formation des stries sous l'action de la décharge électrique dans un tube contenant un produit pulvérulent (T. J. Richmond) 27
Sur la chute de potentiel anodique avec une cathode de chaux vive chauffée (C. D. Child) 27
Effets photo-électriques et rayons β (G. Costanzo). 92
Influence de la température sur la décharge lumineuse dans les gaz à basse pression (R. F. Earhart) 110
Expériences sur la constitution de l'étincelle électrique (T. Royds) 111
Sur les rayons positifs (W. Wien) 111
Recherches sur les strates produites dans la décharge (J. J. Thomson). 112
Électricité positive (J. J. Thomson) 113
Sur certains phénomènes de la région cathodique (J. A. Orange) 114
Effets causés par la « fatigue » de la cathode dans un tube de décharge (R. Whiddington) 114
Absorption des gaz par l'anode dans un courant de décharge (V. L. Chrisler) 115
Sur les phénomènes accompagnant la transmission des rayons X (Ch. G. Barkla) 115
Sur la radiation secondaire produite par l'action des rayons β du radium sur les solides, les solutions et les liquides purs (S. J. Allen) 116
Sur l'émission de rayons positifs par les composés du phosphore chauffés (F. Horton) 149
Sur les phénomènes acoustiques des condensateurs (A propos du récent mémoire de M. A. Righi (H. A. Perkins) 152
Contribution à l'étude de l'ionisation des gaz en présence des réactions chimiques (M. de Broglie et L. Brizard) 164
Sur les centres électrisés produits par la chute du mercure (A. Becker) 188
Sensibilité photo-électrique des métaux alcalins en fonction de la longueur d'onde (R. Pohl et P. Pringsheim). 213
Fatigue photo-électrique du zinc (E. Ullmann). 213

Différence entre l'effet photo-électrique par la lumière incidente et divergente (R. D. Kleeman) 214
Sur l'effet photo-électrique que donnent des surfaces fraîches de mercure et d'amalgames (A. Klages) . . . 214
Sur les hydrures colorés des métaux alcalins et sur leur sensibilité photo-électrique (J. Elster et H. Geitel) . 214
Recherches sur la répartition des rayons cathodiques photoélectriques dans le vide et dans différents gaz (J. Robinson) 214
Sur la pression du vent électrique dans l'hydrogène contenant des traces d'oxygène (A. P. Chattock et A. M. Tyndall) 215
L'effet rectificateur dans la décharge d'une pointe à un plan (Earhardt et Lake) 215
Ionisation de l'air dans un tube à décharge placé dans le champ magnétique (A. Righi) 215
Écartement et différence de potentiel des stries dans la décharge positive (F. Wehner) 215
Variation du potentiel au voisinage immédiat de la cathode (W. Westphal) 216
Forme remarquable de la décharge dans les mélanges gazeux sous assez forte pression (F. Wehner) 216
Rayons d'électricité positive (J. J. Thomson) 216
Ions positifs et négatifs dans les rayons canaux de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'azote (W. Wien) 217
Sur l'arc au mercure dans le vide (A. Pérot) 217
Oscillation du courant dans l'ionisation par choc (E. Meyer). 217
Variation du potentiel de contact (H. Beil) 218
Sur l'origine de la sensibilité photo-électrique des minéraux (H. Geitel) 238
Ions positifs et négatifs dans les rayons canaux (W. Wien). 238
Sur la formation des rayons cathodiques (L. Dunoyer) . . 239
Transformation d'énergie en relation avec l'émission des ions par les corps chauds (O. W. Richardson) 239
L'ionisation des gaz par les rayons X et les rayons γ (W. H. Bragg) 240
Transformation des rayons X : le rôle du métal (A. Hurmuzescu) 242
Expérience sur l'ionisation dans l'air desséché (S. G. Lusby). 328
Relations entre la loi de Faraday et la décharge à travers les gaz (A. Wehnelt et J. Franck) 328
Sur la dimension des éléments matériels projetés par les cathodes des tubes à vide (Houllevigue) 329
Conduction de l'électricité dans le vide extrême (J. D. Lilienfeld) 329
L'ionisation totale produite dans différents gaz par les rayons β secondaires des rayons X (R. D. Kleeman) . . 329
Décharge par pointe dans l'air à des pressions supérieures à la pression atmosphérique (O. A. Gagel) 330
La nature de l'étincelle de décharge aux très faibles distances (Elmer H. Williams) 330
Effet de la décharge électrique sur la vapeur d'eau (E. Jacot) 331
La cohésion diélectrique du néon (E. Bouty) 331
Sur la distribution du potentiel dans le voisinage de l'anode dans un tube Geissler muni d'une cathode Wehnelt (S. Marsh) 331
Chute cathodique dans l'argon avec cathode de potassium ; diminution de la chute par effet photo-électrique (G. Gehlhoff) 332
Mesures électriques et optiques dans un tube à vide rempli de vapeurs de potassium ou de sodium (G. Gehlhoff et K. Rottgardt) 332
Sur la fatigue photo-électrique du zinc (H. S. Allen) . . 332
Sur l'effet photo-électrique du zinc dans l'hexane (G. Jaffé). 332
Observations sur l'effet Doppler des rayons canaux de l'hydrogène (B. Strasser) 332
Sur le spectre des rayons canaux (B. Strasser) 333
Rayons d'électricité positive (E. Gehrcke) 333
Spectre magnétique et effet Doppler des rayons canaux (E. Gehrcke et D. Reichenheim) 333
Sur la notion de température dans l'émission lumineuse des rayons canaux (J. Koenigsberger) 334
Sur les charges des fumées du phosphore (K. Przibram). 334
Ionisation positive par le phosphate d'aluminium chauffé (A. E. Garrett) 334
Ionisation par pulvérisation des liquides (L. Bloch) . . . 335
Absorption de l'électricité de l'air par des gouttes d'eau tombantes (A. Schmauss) 335
Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte (Gouy) 335
Sur les ions et les particules neutres présents dans certains gaz récemment préparés (L. Bloch). 354

Propriétés générales des ions.

Nouvelle modification de la méthode du brouillard, pour mesurer la charge électrique élémentaire, et valeur la plus probable de cette charge (R. A. Millikan) 25
Énergie cinétique des ions émis par différents corps chauds (F. C. Brown) 26
Énergie cinétique des ions positifs émis par les corps chauds (F. C. Brown) 26
Énergie cinétique des thermions (O. W. Richardson) . . 26
Énergie cinétique des ions émis par les corps chauds (O. W. Richardson) 26
Effet du champ magnétique sur la conductibilité électrique des flammes (H. A. Wilson) 26
Sur la masse de l'ion négatif d'une flamme (G. Moreau) 70
Une nouvelle modification de la méthode de condensation pour la détermination de la charge électrique élémentaire et la valeur la plus probable de cette charge (R. A. Millikan) 109
Recombinaison des ions à diverses températures (P. Phillips) 110
Sur la mobilité des ions formés par les atomes radioactifs et la masse des ions gazeux (J. Franck) 211
Mobilité des ions dans l'argon, influence des traces d'oxygène (J. Franck) 212
Sur la nature de l'ionisation d'une molécule par une particule (R. D. Kleeman) 212
Mobilité et recombinaison des ions dans l'hexane (G. Jaffé). 213
Adsorption d'ions sur des gouttes d'eau pendant leur chute (R. Seeliger) 213
Influence de la pression et de la température sur la mobilité des ions produits dans les gaz par la lumière ultra-violette (A. Kovarik) 213
Sur les phénomènes de condensation dus aux ions (C. Barus) 240
Obtention d'un ion isolé, mesure précise de sa charge, correction à la loi de Stokes (R. A. Millikan) 345
La recombinaison des ions produits dans les gaz par les rayons α (M. Moulin) 350
Diffusion des ions gazeux (Edouard Salles) . . . 362

Ionisation des liquides et des solides.

Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides (T. Bialobjeski) 48
Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides (T. Bialobjeski) 76
Accroissement de conductibilité des diélectriques liquides sous l'action des rayons α (H. Greinacher) 117

Généralités sur les ions électrolytiques.

Étude ultramicroscopique des électrolytes (J. Kossonogow) . 117
Absorption d'ions (A. Bournat) 118

Atomistique

Atomes, molécules et valence.

Le mouvement brownien de rotation (Jean Perrin) . . . 28
Contribution à la théorie des solutions colloïdales (L. Rolla). 28
La constante fondamentale de vibration atomique et la nature de la capacité diélectrique (W. Sutherland) . . 118

Les méthodes de préparation des solutions colloïdales de substances inorganiques (Th. Svedberg) . . . 220
Diamètres moléculaires (W. Sutherland) 555
Sur la nature des forces d'attraction entre les atomes et les molécules (R. D. Kleeman) 555
Sur le rayon de la sphère d'action d'une molécule (R. D. Kleeman) 555
Sur la vitesse de chute de particules sphériques à travers un milieu fluide (E. Cunningham) 556
Les fondements expérimentaux de l'atomistique (W. Meckelnburg) 544
Le bleu du ciel et la constante d'Avogadro (E. Bauer et M. Moulin) 572
Les états physiques de la matière (Ch. Maurain) . . 576

Actions moléculaires diverses.

L'aimantation change-t-elle la masse? (M. G. Lloyd) . . . 28
Sur les changements apparents de masse décelés par des pesées d'aimants (L. A. Bauer) 28
Mouvement brownien et constantes moléculaires (Jean Perrin et Dabrowski) 119
Recherches sur les propriétés magnétiques des cristaux de magnétite (V. Quittner) 119
La détermination directe du champ moléculaire (P. Weiss). 240
Aimantation en fonction de la fréquence (C. E. Guye et Mlle Karbowa) 241

Phénomènes cosmiques

Astrophysique.

Mesures de petites variations de longueurs d'onde par la méthode interférentielle; application à différents problèmes de spectroscopie solaire (Fabry et Buisson) . 28
L'observation solaire (P. M. Baldetti) 52
Nouvelle approximation dans l'étude des températures effectives des étoiles (Ch. Nordmann) 119
L'influence de la pression de la lumière solaire sur la pression de l'atmosphère terrestre (G. Weil) 218
Sur la répartition des raies ultimes dans le spectre des diverses régions du soleil (A. de Gramont) 218
Sur la répartition des raies ultimes dans les spectres stellaires (A. de Gramont) 218
Observations sur le passage de la comète de Halley à l'Observatoire de l'Ebre (Espagne) (P. Chevea et Teach) . 219
Passage de la comète de Halley entre Vénus et la terre en 1910 (Birkeland) 219
Application de la méthode interférentielle à la mesure de très petits déplacements de raies. Comparaison du spectre solaire avec le spectre d'arc du fer. Comparaison du centre et du bord du soleil (Ch. Fabry et H. Buisson) . 557
Phénomènes rares sur le soleil. Rayonnement vert et réseau chromosphérique (W. Kreps) 557
Proposition concernant la mesure de la température des étoiles (A. Ameiro) . . 558
Le bleu du ciel et la constante d'Avogadro (E. Bauer et M. Moulin) 572

Électricité atmosphérique.

Expériences sur la dispersion de l'électricité atmosphérique (A. Campetti) 29
Dispositifs de mesure pour l'électricité atmosphérique (M. Dieckmann) 120
Sur l'origine du rayonnement pénétrant dans l'atmosphère (E. Weil) 120
Sur la radiation pénétrante à la surface du sol (C. A. Chant) . 120
Nouvelles observations sur l'électroscope; application aux orages électriques (W. Strong) . . . 120
Observations d'électricité atmosphérique en ballon (A. Gockel) 154
Courants électriques circulant de la terre dans l'air (G. C. Simpson) 154
Influence du champ terrestre sur la répartition de la radioactivité induite du radium dans l'atmosphère et à la surface du sol (J. Salpeter) 154
Sur les produits de décomposition du radium et du thorium dans l'atmosphère (P. Pacini) 154
Sur la forme des isothermes à l'intérieur des montagnes situées dans des régions radioactives (Ch. H. Lees) . . 154
Sur le rayonnement très pénétrant observé dans l'air et l'origine de ce rayonnement (Th. Wulf). 171
Sur l'électricité atmosphérique (H. Ebert) 219
Variation diurne et annuelle de la dispersion électrique de l'atmosphère (Negro) 219
Effet de la poussière et de la fumée sur l'ionisation de l'air (A. S. Eve) 219
Les courants électriques entre l'air et la terre (C. Simpson). 219
Sur l'effet de la poussière et de la fumée sur l'ionisation de l'air (A. S. Eve) 558
Résultat de l'enregistrement de l'électricité de la pluie à Potsdam en 1908 (K. Kaehler) 558
Sur l'électrisation de la pluie et de la neige (G. C. Simpson). 558
Sur la teneur des basses régions de l'atmosphère en émanation du radium et ses variations avec les conditions météorologiques (J. Satterly) 558
Influence du champ terrestre sur la répartition de la radioactivité induite du radium dans l'atmosphère et à la surface de la terre (II) (J. Salpeter) 559
Variation diurne du magnétisme terrestre et du potentiel atmosphérique (J. Messerschmitt) 559
Recherches sur l'état électrique de la haute atmosphère faites à l'Observatoire de Glossop, dans l'État de Howard en juillet et août 1909 559
Observations sur la radiation très pénétrante au sommet de la Tour Eiffel (Th. Wulf) 540
Observations sur la radioactivité atmosphérique aux environs d'Ojcow et d'Ekusz (S. Landau) 540
Mesure et enregistrement de l'émanation dégagée du sol (L. Endros) 540
L'ozone dans la haute atmosphère le 18 mai (J. N. Pring). 540
Mémoires de l'Observatoire de l'Ebre. La section électrique (J. Garcia Molla) 544
Enregistrement de la conductibilité électrique de l'atmosphère avec l'électromètre Benndorf (K. Kähler) . . . 575
Observations d'électricité atmosphérique effectuées à bord de la « Belgica » en 1907, pendant la croisière arctique du duc d'Orléans (C. Rachlew) 576
Recherches sur les phénomènes actino-électriques et leur relation avec l'ionisation de l'air (A. Rossetti) 576
Observation de la dispersion électrique de l'air et de la déclinaison magnétique à l'observatoire de Padoue, pendant le passage de la comète de Halley devant le soleil (R. Ariano et G. Silvan) 576

Magnétisme terrestre.

The Norvegian Aurora Polaris Expedition. — On the cause of magnetic storms and the origine of terrestrial magnetism (Kr. Birkeland) 122
Les éléments du magnétisme terrestre à Athènes pendant les années 1904-1908 (Demetrius Eginitis) 540

Perturbations électriques et magnétiques.

Théorie de Birkeland des orages magnétiques et magnétisme terrestre (W. J. Humphreys) 29
Orages magnétiques et éruptions solaires (O. Lodge). . . 29
Orages magnétiques (O. Lodge) 30
Les orages magnétiques et les éruptions solaires (C. Chree). 30
Orages magnétiques (O. Lodge) 30
Orages magnétiques (A. Ricco) 30
Orages magnétiques (G. G. Simpson) 31
Orages magnétiques (G. W. Walker) 31
Sur les trajectoires des corpuscules électrisés dans le champ d'un aimant élémentaire avec application aux aurores boréales (C. Störmer) 32
Sur la perturbation magnétique du 25 septembre 1909 (D. Chevea) 121

Photographie des aurores boréales et nouvelle méthode pour mesurer leur altitude (C. Störmer) 245
Orages magnétiques et aurores polaires (K. Birkeland) . . 245

Radioactivité et géologie,

Sur le rapport entre l'uranium et le radium (M. Gleditsch) . 18
Minéraux radioactifs contenus dans les roches communes (Waters) 51
Radioactivité de certaines laves (J. Joly) 51
Accumulation de l'hélium dans les périodes géologiques (R. J. Strutt) 51
Relations entre la géologie et la radioactivité des sources de la Voulzie, du Durteint et des bassins environnants, près Provins (F. Dienert et A. Guillerd) 60
Note sur la luminosité spontanée d'un minerai d'uranium (R. J. Strutt) 121
Sur l'accumulation de l'hélium à travers les temps géologiques (R. J. Strutt) 121
Radioactivité et géologie (J. Joly) 230
Première contribution pour l'étude de la radioactivité des eaux minérales du Portugal (O. Pinto) 231
Recherches sur la radioactivité de quelques sources danoises (H. Jansen) 231
La radioactivité de quelques eaux minérales de Roumanie (A. Hurmuzescu et N. Patricu) 231
La radioactivité des pétroles de Roumanie (A. Hurmuzescu) . 231
Quantité de thorium dans les roches sédimentaires (J. Joly) 340
La teneur en thorium des roches sédimentaires. — I. Roches calcaires et dolomies (J. Joly) 340
Sur la radioactivité des roches du tunnel sous les Andes (A. L. Fletcher) 341
Minéraux radioactifs dans les roches communes (J. W. Waters) 341
Radioactivité de l'eau potable à Mulhouse (Alsace) (W. Muller) 341
Quelques déterminations de la radioactivité de l'air sur l'océan Atlantique (H. Stade) 376

Technique

Unités et méthodes de mesure.

Dosage du radium par la mesure de l'émanation dégagée. (Mme P. Curie) 65
Sur les mesures quantitatives de l'émanation du radium (W. Duane et A. Laborde) 162
Rapport sur les étalons de radium (E. Rutherford) . . . 221
Sur la nécessité de créer un étalon international de radium (J. Danne) 221
Sur les mesures et les unités radioactives (P. Lenard) . . 222
Sur la tension électrostatique (S. Pinkowski) 242
Dosage du radium (S. J. Lloyd) 278

Appareils.

Sur la distribution des rayons Röntgen émis par un tube focus (G. W. C. Kaye) 14
Sur une modification de l'appareil de Engler et Sieveking (H. Mache et S. Meyer) 121
Quelques variations observées dans les mesures à l'électroscope et le moyen de les éviter (A. S. Russel) . . . 122
Nouvel électroscope à lecture microscopique (E. Wiechert). 122
Sur les propriétés physiques des feuilles d'or aux températures élevées (J. C. Chapmann et H. L. Porter) . . . 122
Préparation de lames minces par volatilisation dans le vide (L. Houllevigue) 122
Sur l'emanomètre (A. Becker) 222
Appareil pour la mesure de la quantité de rayons X (B. Szilard) 223
Sur le décadomètre (appareil pour la mesure de la désactivation) (C. Ramsauer) 223
Électromètres et électroscopes à compensation (A. Hurmuzescu) 223
Nomenclature de la radioactivité (N. R. Campbell) 224
Mesure absolue d'une résistance en unités électrostatiques (A. Hurmuzescu) 224
Le nouvel institut pour le radium à Vienne (F. Exner) . . 244
Transport télégraphique des photographies (A. Korn) . . . 244
Générateur d'ondes non amorties à électrodes filiformes liquides (R. Goldschmidt) 245
Sur la production de champs électrostatiques tournants (A. Lampa) 245
Sur la résonance dans les circuits oscillatoires accouplés (P. O. Pedersen) 246
Collecteur-pulvérisateur à temps de charge pratiquement très court (W. Budig) 341
Batterie primaire à haute tension (W. S. Tucker) 341
Piles à sélénium de haute sensibilité. — Nouvelle propriété photo-électrique du sélénium (F. C. Brown) . . 341
Électromètre à quadrants pour l'enregistrement atmosphérique (H. Ebert) 341
Nouveau condensateur cylindrique pour gaz ionisés (A. Becker) 341
Emploi du carbure de calcium comme desséchant dans les recherches électrostatiques (Th. Wulf) 341
Sur un verre thermoluminescent (W. Coblentz) 341
Applications au laboratoire du courant photo-électrique (F. K. Richtmyer) 342
Prisme à faces courbes applicable à la spectroscopie (C. Fery) 342
Multiplicateur de potentiel électrostatique (C. et P. Habicht) 342
Un manomètre absolu (M. Knudsen) 342
Un électromètre absolu pour mesurer des tensions de 10 000 à 180 000 volts (A. Tchernychef) 342
Microbalances très sensibles et nouvelle méthode pour peser de petites quantités (B. D. Steele et K. Grant). 343
Phosphoroscope à étincelle (W. Hausser) 344

Traités généraux

Traité de physique (O. D. Chwolson) 32
Müller-Pouillet. Lehrbuch der Physik (Otto Lummer) . . 32
L'électricité considérée comme forme de l'énergie (E. Ariès) 32
Problèmes et exercices de mathématiques générales (E. Fabry) 64
Récréations mathématiques et problèmes des temps anciens et modernes (W. Rouse Ball) 64
L'évolution d'une science. — La chimie (W. Ostwald) . . 124
L'Énergie (W. Ostwald) 124
Annuaire pour l'an 1910 publié par le Bureau des longitudes 156
Thermodynamique et Chimie (P. Duhem) 220
Traité de Physique (O. D. Chwolson) 279
Traité de Physique (O. D. Chwolson) 312
Annuaire du Bureau des longitudes pour l'année 1911 . . 344

Biographie.

Jubelband für Svante Arrhenius 125

Table alphabétique par noms d'auteurs

A

ALLEN (S. J.)
Sur la fatigue photo-électrique du zinc 552

ALLEN (S. J.) :
Sur la radiation secondaire produite par l'action des rayons β du radium sur les solides, les solutions et les liquides purs 146

ALPAGO (R.) et SILVA (G.) :
Observation de la dispersion électrique de l'air et de la déclinaison magnétique à l'observatoire de Padoue, pendant le passage de la comète de Halley devant le soleil 576

AMERIO (A.) :
Proposition concernant la mesure de la température des étoiles 558

ANTONOFF (G. N.) :
Le radium D et ses produits de transformation . 515

ARIES (E.) :
L'électricité considérée comme forme de l'énergie . . 32

ARRHENIUS (S.) :
Jubelband für Svante Arrhenius 125
Solubilité de l'activité induite de l'actinium 228

B

BAEDEKER (K.) :
Théorie électronique de la thermo-électricité 318
Sur une catégorie nouvelle de conducteurs métalliques de l'électricité 255

BAEYER (O. v.) et HAHN (O.)
Déviation magnétique des rayons β 207
Spectres de raies des rayons β obtenus par déviation magnétique 279

BAERWALD (H.) :
Sur l'absorption des rayons cathodiques par les gaz . 182

BALCELLS (M.) :
L'observation solaire 52

BARKLA (CH. G.) :
Rayons X et matière 258
Sur les phénomènes accompagnant la transmission des rayons X 145

BARUS (C.)
Sur les phénomènes de condensation dus aux ions . 240

BAUER (EDMOND) et MOULIN (MARCEL) :
Le bleu du ciel et la constante d'Avogadro . . 372

BATEMAN (H.) :
Solution d'un système d'équations différentielles qui se rencontre dans la théorie des transformations radioactives 517

BAUER (H.) :
Sur le rôle de la dureté des tubes Rontgen 247

BAUER (L. A.) :
Sur les changements apparents de masses décelés par des pesées d'aimants 28

BEATTY (R. T.)
Production de particules cathodiques par les rayons Rontgen homogènes 520

BECKER (A.) :
Sur les centres électrisés produits par la chute du mercure 188
Sur l'émanomètre 222
Nouveau condensateur cylindrique pour gaz ionisés . 541

BECKMANN (E.) et WAENTIG (P.) :
Mesures photométriques sur des flammes de Bunsen colorées 187

BEIL (H.) :
Variation du potentiel de contact 218

BECQUEREL (J.) :
Absorption sélective et dispersion de la lumière dans les corps solides à diverses températures 256

BECQUEREL (J.) :
Influence d'un champ magnétique sur l'amortissement de vibrations lumineuses 106
Phénomènes magneto-optiques dans les cristaux et les sels de terres rares 254
Phosphorescence des sels d'uranyle aux très basses températures 257

BERGWITZ (K.) :
Décomposition chimique de l'eau par les rayons α du polonium 181

BERRY (A. J.) :
Sur l'absorption de l'uranium X par le sulfate de baryum 99

BEVAN (P. V.) :
Spectres d'absorption des vapeurs des métaux alcalins. 527

BIALOBJESKI (T.) :
Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides 48
Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides 76

BIRKELAND (K.) :
Orages magnétiques et aurores polaires 245
Passage de la comète de Halley entre Vénus et la terre en mai 219
The Norvegian Aurora Polaris Expedition. — On the cause of magnetic storms and the origine of terrestrial magnetism 122

BLANQUIES (L.) :
Recherches sur les constituants de l'activité induite de l'actinium 159

BLOCH (L.) :
Ionisation par pulvérisation des liquides 555
Sur les ions et les particules neutres présents dans certains gaz récemment préparés 554

BLOCH (E.) :
Recherches sur l'effet photoélectrique de Hertz 125

BOHOBOWSKY (W. A.) :
Absorption des rayons β du radium par les solutions et les liquides 208

BOURNAT (V.) :
Absorption d'ions 118

BOUTY (E.) :
La cohésion diélectrique du néon 551

BOYLE (R. W.) :
Absorption et adsorption des émanations radioactives 200

BRAGG (W. H.) :
L'ionisation des gaz par les rayons X et les rayons γ. 240
Sur la radiation secondaire produite par les rayons β du radium 208

BROGLIE (M. DE) et BRIZARD (L.) :
Contribution à l'étude de l'ionisation des gaz en présence des réactions chimiques . . . 164

BROWN (F. C.) :
Énergie cinétique des ions émis par différents corps chauds 26
Énergie cinétique des ions positifs émis par les corps chauds 26
Piles à sélénium de haute sensibilité. — Nouvelle propriété photoélectrique du sélénium 541

BUNNINGHAUS (L.) :
Sur la loi de l'optimum de phosphorescence. Essai de théorie 108

BUCHNER (E. H.) :
Sur la radioactivité des composés du rubidium . . . 21

BUDIG (W.)
Collecteur-pulvérisateur à temps de charge pratiquement très court 541

C

CABANNES (J.) :
Sur la biréfringence électrique des liquides homogènes. — Études des retards absolus. 364
CALLENDAR (H. L.) :
La radio-balance ; balance thermo-électrique pour la mesure absolue de la radiation ; application au radium et à l'émanation du radium 513
CAMERON (A. T.) :
Radiochemistry 188
CAMPBELL (N. R.) :
Nomenclature de la radioactivité 224
CAMPETTI (A.) :
Expérience sur la dispersion de l'électricité atmosphérique 29
CARTER (T. S.) :
Absorption et fluorescence de la vapeur de rubidium. 327
CHAPMANN (J. C.) et PORTER (H. L.) :
Sur les propriétés physiques des feuilles d'or aux températures élevées 122
CHATTOCK (A. P.) et TYNDALL (A. M.) :
Sur la pression du vent électrique dans l'hydrogène contenant des traces d'oxygène. 215
CHILD (C. D.) :
Sur la chute de potentiel anodique avec une cathode de chaux vive chauffée 27
CHREE (C.) :
Les orages magnétiques et les éruptions solaires. . . 30
CHRISTIE (V. I.) :
Absorption des gaz par l'anode dans un courant de décharge. 115
CHWOLSON (O. D.) :
Traité de physique. 52
Traité de Physique 279
Traité de Physique 512
CIRERA (R.) et UBACH :
Observations sur le passage de la comète de Halley à l'Observatoire de l'Ebre (Espagne) 219
CIRERA (R.) :
Sur la perturbation magnétique du 25 septembre 1909. 121
CLINE (C. A.) :
Sur la radiation pénétrante à la surface du sol . . . 120
COLLENTZ (W.) :
Sur un caractère des courbes d'énergie spectrale . . 25
Sur un verre thermoluminescent 341
CONWAY (A. W.) :
Sur la théorie de la conductibilité électronique. . . 232
CORBINO (O.) :
Distribution des lignes isodynamiques entre les pôles d'un électroaimant et anomalies du phénomène de Zeeman. 525
Sur l'origine de quelques anomalies observées récemment dans le phénomène de Zeeman 323
COSTANZO (G.) :
Effets photoélectriques et rayons β 92
COTTON (A.) et MOUTON (H.) :
Variation, avec la température de la biréfringence magnétique des composés aromatiques. Corps surfondus et corps à l'état vitreux. 25
CROWTHER (J. A.) :
Sur la dispersion des rayons β du radium par l'air . 63
CROWTHER (J. A.) :
Sur la transmission des rayons β. 515
CROZE (F.) :
Prolongement du spectre de bandes de l'azote dans le rouge extrême et l'infra-rouge. 188
CUNNINGHAM (E.) :
Sur la vitesse de chute de particules sphériques à travers un milieu fluide 336
CURIE (Mme P.) :
Dosage du radium par la mesure de l'émanation dégagée. 65
CURIE (Mme P.) et DEBIERNE (A.) :
Sur le radium métallique. 309
CURIE (Mme P.) :
Sur la mesure de la constante de l'émanation du radium. 35
CURIE (Mme P.) et DEBIERNE (A.) :
Sur le polonium 38

D

DANNE (J.) :
Sur la nécessité de créer un étalon international de radium 221
DEWAR (J.) :
Détermination, sur un long espace de temps, de la vitesse de production de l'hélium à partir du radium 310
DIECKMANN (M.) :
Dispositifs de mesure pour l'électricité atmosphérique. 120
DIENERT (F.) et GUILLERD (A.) :
Relations entre la géologie et la radioactivité des sources de la Voulzie, du Durteint et des bassins environnants, près Provins. . 60
DOELTER (C.) :
Das Radium und die Farben. 125
Colorations obtenues sous l'influence du rayonnement du radium. 58
DOWELL (L.) :
Quelques propriétés électriques du sélénium 24
Quelques propriétés électriques du sélénium 327
DUANE (W.) :
Le dégagement de chaleur des corps radioactifs. 260
Sur une méthode photographique d'enregistrement des particules α 196
Sur l'énergie des rayons du radium 224
DUANE (W.) et LABORDE (A.) :
Sur les mesures quantitatives de l'émanation du radium. 162
DUFOUR (A.) :
Sur les triplets magnétiques dissymétriques. 153
Sur les triplets magnétiques dissymétriques. 74
DUHEM (P.) :
Thermodynamique et Chimie. 220
DUNOYER (L.) :
Sur la formation des rayons cathodiques. 239
Sur la formation des rayons cathodiques . . 300

E

EARHART (F.) :
Influence de la température sur la décharge lumineuse dans les gaz à basse pression. 110
EARHARDT et LAKE :
L'effet rectificateur dans la décharge d'une pointe à un plan. 215
EBERT (H.) :
Électromètre à quadrants pour l'enregistrement atmosphérique 341
Sur l'électricité atmosphérique 219
EBLER (E.) :
Essais de préparation du radium métallique 313
Sur les substances pseudoradioactives 21
EGINITIS (D.) :
Les éléments du magnétisme terrestre à Athènes pendant les années 1904-1908. 340
EHRENHAFT (F.) :
Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité qui paraissent inférieures à la charge de l'électron. 374
Sur une nouvelle méthode de mesure de quantités d'électricité sur des particules dont la charge est notablement inférieure à celle de l'électron et ne paraît pas non plus en être un multiple. 319
ELSTER (J.) et GEITEL (H.) :
Contribution à l'étude de la radioactivité du potassium. 153
Sur les hydrures colorés des métaux alcalins et sur leur sensibilité photoélectrique 214
ENDROS (L.) :
Mesure et enregistrement de l'émanation dégagée du sol. 340
EVE (A. S.) :
Effet de la poussière et de la fumée sur l'ionisation de l'air 219

Eve (A. S.) :
Sur l'effet de la poussière et de la fumée sur l'ionisation de l'air 338
Exner (F.) :
Le nouvel institut pour le radium à Vienne 244

F

Fabry (Ch.) et Buisson (H.) :
Application de la méthode interférentielle à la mesure de très petits déplacements de raies. Comparaison du spectre solaire avec le spectre d'arc du fer. Comparaison du centre et du bord du soleil. . . . 337
Mesures de petites variations de longueurs d'onde par la méthode interférentielle; application à différents problèmes de spectroscopie solaire 28
Fabry (E.) :
Problèmes et exercices de mathématiques générales. 64
Fery (C.) :
Prisme à faces courbes applicable à la spectroscopie. 342
Fletcher (A. L.) :
Sur la radioactivité des roches du tunnel sous les Andes. 341
Franck (J.) :
Mobilité des ions dans l'argon, influence des traces d'oxygène 212
Sur la mobilité des ions formés par les atomes radioactifs et la masse des ions gazeux 211

G

Gage (O. A.) :
Décharge par pointe dans l'air à des pressions supérieures à la pression atmosphérique. 330
Annuaire du Bureau des longitudes pour l'année 1911. 344
Garret (A. E.) :
Ionisation positive par le phosphate d'aluminium chauffé 334
Gehlhoff (G.) :
Chute cathodique dans l'argon avec cathode de potassium; diminution de la chute par effet photo-électrique. 332
Gehlhoff (G.) et Rottgardt (K.) :
Mesures électriques et optiques dans un tube à vide rempli de vapeurs de potassium ou de sodium. . 332
Gehrcke (E.) :
Rayons d'électricité positive. 333
Gehrcke (E.) et Reichenheim (D.) :
Spectre magnétique et effet Doppler des rayons canaux. 333
Gleiger (H.) :
La dispersion des rayons α par leur passage à travers la matière. 205
Sur l'ionisation produite par une particule α. Relations entre l'ionisation et l'absorption. 136
Geigler (H.) et Marsden (E.) :
Sur le nombre des particules α émises par les émanations du thorium et de l'actinium 97
Geiger (H.) et Rutherford (E.) :
Sur le nombre des particules α émises par seconde par l'uranium, le thorium et les minéraux d'uranium 225
Geitel (H.) :
Sur l'origine de la sensibilité photo-électrique des minéraux 238
Gill (E. W. B.) :
L'effet électrique du spectre ultra-violet. 105
Glasson (J. L.) :
Rayons Röntgen secondaires des sels métalliques . . 320
Gleditsch (Mlle) :
Sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux radioactifs. 18
Gockel (A.) :
Observations d'électricité atmosphérique en ballon. . 154
Sur la radioactivité de préparations de zirconium . . 21
Goldschmidt (R.) :
Générateur d'ondes non amorties à électrodes filiformes liquides. 245
Gouy :
Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte 333
Gramont (A. de) et Watteville (C. de) :
Sur le spectre ultra-violet de bandes du phosphore . 109
Gramont (A. de) :
Sur la répartition des raies ultimes dans le spectre des diverses régions du soleil 218
Sur la répartition des raies ultimes dans les spectres stellaires 218
Gray (J. A.) et Boltwood :
Le produit ultime de désintégration de la série de l'uranium 18
Gray (J. A.) et Ramsay (W.) :
La vie moyenne du radium; correction. 99
Greinacher (H.) :
Accroissement de conductibilité des diélectriques liquides sous l'action des rayons α. 117
Die Neueren Strahlen. 64
Grotowski (M.) :
L'effet photo-électrique et la phosphorescence . . . 326
Gruner (P.) :
Sur la théorie des transformations radioactives. . . 228
Guilleminot (A.) :
Action des radiations nouvelles sur les plantes . . . 247
Guye (C. E.) et Mlle Karpowa :
Aimantation en fonction de la fréquence. 241
Guye (C. E.) :
Sur le dispositif expérimental utilisé par MM. Guye et Ratnovsky dans leurs récentes recherches sur la détermination de la variation d'inertie des corpuscules cathodiques de grande vitesse 240

H

Haber (E.) et Just (G.) :
Émission d'électrons négatifs par des métaux soumis à une réaction chimique. 63
Habicht (C. et P.) :
Multiplicateur de potentiel électrostatique 342
Ham (W. R.) :
Profondeur à laquelle a lieu la dispersion complète des rayons cathodiques dans le plomb et variation de cette profondeur avec la vitesse des rayons. . . 23
Polarisation des rayons Röntgen. 24
Hahn (O.) et Meitner (L.) :
Nouveau rayonnement β du thorium X. — Analogies entre les séries de l'uranium et du thorium . . . 279
Hahn (O.) :
Sur l'émission des rayons β et leur absorption par la matière 315
Hahn (O.) et Meitner (L.) :
Sur la loi d'absorption des rayons β. 105
Hausser (W.) :
Phosphoroscope à étincelle 344
Heil (W.) :
Discussion des expériences sur la masse des électrons en mouvement 318
Hemsalech (G. A.) et Watteville (C. de) :
Sur les régions jaune, orangé et rouge du spectre de flamme à haute température du calcium. 109
Henriot (E.) :
Sur les rayons émis par les sels des métaux de la famille du potassium. 169
Sur les rayons émis par les sels des métaux de la famille du potassium. 40
Herchfinkel (H.) :
Sur le radioplomb. 198
Horton (F.) :
Sur l'émission de rayons positifs par les composés du phosphore chauffés. 149
Houllevigue (L.) :
Préparation de lames minces par volatilisation dans le vide 122
Sur la dimension des éléments matériels projetés par les cathodes des tubes à vides 329
Huff (W. B.) :
Rayonnement secondaire produit par l'uranium X. . 208

HUMPHREYS (W. J.) :
Théorie de Birkeland des orages magnétiques et magnétisme terrestre 29
Polarisation des rayons Röntgen 24
HURMUZESCU (A.) :
Électromètres et électroscopes à compensation . . . 225
HURMUZESCU (A.) et PATRICU (N.) :
La radioactivité de quelques eaux minérales de Roumanie 251
HURMUZESCU (A.)
La radioactivité des pétroles de Roumanie 251
Mesure absolue d'une résistance en unités électrostatiques. 224
Transformation des rayons X : le rôle du métal . . 242

I

INGERSOLL (L. R.) et BRIDGE (R. T.) :
Étude du pouvoir réflecteur des métaux en fonction de l'indice de réfraction du milieu ambiant . . . 24
IRVING (J. P.) :
Sur le caractère électrique des sources de lumière . 185

J

JACOT (E.) :
Effet de la décharge électrique sur la vapeur d'eau. 331
JAFFÉ (G.)
Mobilité et recombinaison des ions dans l'hexane . . 213
Sur l'effet photo-électrique du zinc dans l'hexane. . 332
JANSEN (H.).
Recherches sur la radioactivité de quelques sources danoises 251
JOLY (J.) :
Halos pléochroïques 100
JOLY (J.) et FLETCHER (A. L.)
Halos pléichroïques. 311
JOLY (J.) :
La teneur en thorium des roches sédimentaires. — I. Roches calcaires et dolomies. 340
Quantité de thorium dans les roches sédimentaires. 340
Radioactivité de certaines laves. 31
Radioactivité et géologie. 250
JONES (HARRY C.) et STRONG (W.)
Le spectre d'absorption de certains composés uraneux et uraniques 527
JULIUS (W. H.)
Les raies de Fraunhofer et la dispersion anomale de la lumière 281

K

KAEHLER (K.) :
Résultats de l'enregistrement de l'électricité de la pluie à Potsdam en 1908 558
Enregistrement de la conductibilité électrique de l'atmosphère avec l'électromètre Benndorf . . . 575
KAYE (G. W. C.)
Sur la distribution des rayons Röntgen émis par un tube focus 14
KENNEDY (W. J.)
Sur le dépôt actif de l'actinium dans un champ électrique uniforme 20
KERNBAUM (M.) :
Sur la décomposition de l'eau par divers rayonnements. 242
Décomposition de l'eau par l'aigrette. 275
KINOSHITA (S.) :
L'action photographique des particules α émises par les substances radioactives. 315
KLAGES (A.) :
Sur l'effet photoélectrique que donnent des surfaces fraîches de mercure et d'amalgames. 214
KLEEMAN (R. D.) :
Différence entre l'effet photoélectrique par la lumière incidente et divergente 214
Expériences destinées à rechercher si les rayons secondaires β sont polarisés 106
Le passage des rayons α, β et γ au travers de la matière 227
KLEEMAN (R. D.) :
L'ionisation de divers gaz par les rayons β de l'actinium. 208
L'ionisation totale produite dans différents gaz par les rayons β secondaires des rayons X. 329
Sur la direction dans laquelle un électron est projeté hors d'un atome sous l'action de la lumière ultra-violette 322
Sur la nature des forces d'attraction entre les atomes et les molécules. 335
Sur la nature de l'ionisation d'une molécule par une particule 212
Sur le rayon de la sphère d'action d'une molécule . 335
KNUDSEN (M.) :
Un manomètre absolu. 342
KOCH (P.) :
Remarque sur la soi-disant différence entre l'effet Zeeman longitudinal et transversal. 324
KOENIGSBERGER (J.) et KICHLING (K.) :
Action du rayonnement électromagnétique sur les électrons libres et liés à l'intérieur des corps solides. 318
KOENIGSBERGER (J.) :
Sur la notion de température dans l'émission lumineuse des rayons canaux. 334
KOWALSKI (J. DE) :
Influence de la température sur la fluorescence et la loi de Stokes. 56
KOLOWRAT (L.) :
Sur le dégagement d'émanation par les sels de radium 227
Sur le dégagement de l'émanation par les sels de radium Troisième note 266
Sur la précipitation lente du sulfate de radium. 157
Sur les rayons β du radium à son minimum d'activité. 269
Tables des constantes radioactives (revues et complétées). 1
KONEN et JUNGJOHANN (W.) :
Recherches sur l'émission des gaz. 186
KORN (A.) :
Transport télégraphique des photographies. 244
KOSSOXOGOW (J.) :
Étude ultra-microscopique des électrolytes. 117
KOVARIK (A. F.) :
Influence de la pression et de la température sur la mobilité des ions produits dans les gaz par la lumière ultra-violette. 215
Sur l'absorption et la réflexion des particules β par la matière. 226
KREBS (W.) :
Phénomènes rares sur le soleil. Rayonnement vert et réseau chromosphérique. 357
KRUGER (F.)
Sur l'application de la thermodynamique à la théorie électronique de la conductibilité 318
KUFINE (J. M.) :
Sur l'effet électrostatique d'un champ magnétique variable. 320
KUNZ (J.) :
Sur les propriétés photo-électriques de l'alliage sodium-potassium. 105
Sur le phénomène photo-électrique présenté par l'alliage potassium-sodium et les renseignements qu'il fournit relativement à la constitution de l'éther. 105

L

LABOLDE (A.)
Sur la condensation de l'émanation du radium. 294
LADY (H. H.)
Tables des constantes de l'ionisation et de la radioactivité. 189
LADENBURG (R.) :
Émission et absorption des raies spectrales. 108
LAMPA (A.) :
Sur la production de champs électrostatiques tournants. 245

Landau (S.) :
Observation sur la radioactivité atmosphérique aux environs d'Ojcow et d'Ekusz 540
Langevin (P.) :
Sur les biréfringences électrique et magnétique . . 235
Sur les biréfringences électrique et magnétique 249
Lebedew (P.) :
Les forces de pression de la lumière sur les gaz . . 325
Leis (Ch. H.) :
Sur la forme des isothermes à l'intérieur des montagnes situées dans des régions radioactives . . . 154
Lémeray (M.)
Le principe de relativité et la loi de Newton. . . . 252
Lenard (P.) :
Sur les mesures et les unités radioactives 222
Émission de la lumière et son excitation. 184
Lennan (J. C. McL.) :
Note sur les coefficients de diffusion de l'émanation et des particules du dépôt actif de l'actinium. . . 205
Sur les charges électriques acquises par les sels de potassium et autres substances radioactives isolés dans un vide élevé 100
Levi-Civita (T.) :
Sur la constitution des radiations électriques 24
Lewis (G. et Tolman N.) :
Le principe de relativité et la mécanique non newtonienne 24
Lilienfeld (J. D.) :
Conduction de l'électricité dans le vide extrême . . 329
Lloyd (G. M.) :
L'amantation change-t-elle la masse? 28
Lloyd (S. J.) :
Dosage du radium. 278
Rayonnement β de l'uraninite 316
Lodge (O.) :
Orages magnétiques et éruptions solaires 29
Orages magnétiques. 30
Orages magnétiques. 30
Lorentz (H. A.) :
Sur la théorie du phénomène de Zeeman dans une direction oblique par rapport aux lignes de force. 210
Mouvements visibles et invisibles. 376
Loria (St.) :
Détermination quantitative de la dispersion anormale de la lumière dans de la vapeur de sodium saturante à la température de 385° C. 106
Lummer (O.) :
Muller Pouillet. Lehrbuch der Physik 52
Lusby (S. G.) :
Expérience sur l'ionisation dans l'air desséché . . . 528

M

Machl (H.) et Meyer (S.) :
Sur une modification de l'appareil de Engler et Sieveking. 121
Madsen (J. P. V.)
Dispersion des rayons β du radium. 19
Makower (W.) et Russ (S.)
Le recul du radium C dans sa formation à partir du radium B 99
Makower (W.), Russ (S.) et Evans (E. T.) :
Sur le recul du radium B à partir du radium A . . 225
Makower (W.) et Russ (S.) :
Sur le recul du radium B à partir du radium A . . 209
Makower (W.) :
The radioactive Substances, their Properties and Behaviour. 155
Marsden (L.)
Phosphorescence produite par les rayons α et β. . . 206
Marsh (S.) :
Sur la distribution du potentiel dans le voisinage de l'anode dans un tube de Geissler muni d'une cathode Wehnelt. 351
Maurain (Ch.)
Les états physiques de la matière. 576
Mecklenburg (W.) :
Les fondements expérimentaux de l'atomistique. . . 544
Meier (W.) :
Recherches sur la dispersion et l'absorption des métaux dans les spectres visible et ultra-violet . . . 187
Messerschmitt (J.) :
Variation diurne du magnétisme terrestre et du potentiel atmosphérique 559
Recherches sur l'état électrique de la haute atmosphère faites à l'Observatoire de Glossop, dans l'État de Howard en juillet et août 1909 559
Metcalfe (E. P.) :
Sur l'ionisation dans différents gaz 27
Meyer (E.) :
Oscillation du courant dans l'ionisation par choc. . . 217
Meyer (S.) et E. v. Schweidler :
Sur la présence de l'ionium dans les résidus de pechblende 19
Millikan (R. A.) :
Nouvelle modification de la méthode du brouillard, pour mesurer la charge électrique élémentaire, et la valeur la plus probable de cette charge 25
Une nouvelle modification de la méthode de condensation pour la détermination de la charge électrique élémentaire et la valeur la plus probable de cette charge 109
Obtention d'un ion isolé, mesure précise de sa charge, correction à la loi de Stokes . . 345
Molla (J. G.) :
Mémoires de l'Observatoire de l'Ebre. La section électrique. 544
Moulin (M.) :
La recombinaison des ions produits dans les gaz par les rayons α. 350
Moreau (G.) :
Sur la masse de l'ion négatif d'une flamme. . 70
Muller (W.) :
Radioactivité de l'eau potable à Mulhouse (Alsace). . 541

N

Nagaoka (A.) :
Différence entre le phénomène de Zeeman longitudinal et l'effet transversal pour les lignes de l'hélium. 25
Negro :
Variation diurne et annuelle de la dispersion électrique de l'atmosphère 219
Nordmann (Ch.) :
Nouvelle approximation dans l'étude des températures effectives des étoiles. 119
Notting (P. G.) et Orin Tugman
Variation de l'intensité relative des raies de l'hélium. 25

O

Orange (J. A.) :
Sur certains phénomènes de la région cathodique 114
Orson-Wood :
Le dégagement de l'hélium contenu dans les minéraux sous l'action de la chaleur. 510
Ostwald (W.)
L'évolution d'une science. — La chimie . . . 124
L'Énergie 124

P

Pacini (P.)
Sur les produits de décomposition du radium et du thorium dans l'atmosphère. 154
Paschen (F.)
L'extension des séries de raies partielles d'après des mesures précises des longueurs d'onde dans l'infra-rouge 255
Pedersen (P. O.)
Sur la résonance dans les circuits oscillatoires accouplés 245

PERKINS (H. A.) :
Sur les phénomènes acoustiques des condensateurs (A propos du récent mémoire de M. A. Righi 152
PEROT (A.) :
Sur l'arc au mercure dans le vide 217
PERRIN (J.) :
La détermination de la constante d'Avogrado nouvelles mesures 247
Le mouvement brownien de rotation. 28
PERRIN (J.) et DABROWSKI :
Mouvement brownien et constantes moléculaires. . . 119
PHILLIPS (P.) :
Recombinaison des ions à diverses températures. . . 110
PIENKOWSKI (S.) :
Sur la tension électrostatique. 242
PINTO (O.).
Première contribution pour l'étude de la radioactivité des eaux minérales du Portugal 251
PIUTTI (A.) :
L'hélium dans l'air de Naples et du Vésuve . 142
L'hélium dans les minéraux récents. 178
Sur les minéraux non radioatifs contenant de l'hélium 146
PLANCK (M.) :
Sur la théorie du rayonnement. 187
POHL (R.) :
Sur l'effet photo-électrique du platine et du cuivre sous l'influence de la lumière ultra-violette polarisée 101
Effet photo-électrique des métaux alcalins en lumière polarisée 105
Influence de la longueur d'onde. 107
POHL (R.) et PRINGSHEIM (P.) :
Sensibilité photoélectrique des métaux alcalins en fonction de la longueur d'onde. 215
POOLE (H.) :
Sur la chaleur dégagée par la pechblende 100
POYNTING et BARLOW :
Pression de radiation produite sur la source phénomène de recul dû à la lumière. 524
PRING (J. N.) :
L'Opoze dans la haute atmosphère le 18 mai 540
PRZIBRAM (K.) :
Sur les charges des lumées du phosphore 554
PUCCIANTI (L.) :
Nouvelles expériences sur les multiplicités spectroscopiques dans l'arc électrique 327

Q

QUITTNER (V.) :
Recherches sur les propriétés magnétiques des cristaux de magnétite 119

R

RACHEFAW (C.) :
Observations d'électricité atmosphérique effectuées à bord de la « Belgica » en 1907, pendant la croisière arctique du duc d'Orléans. 576
RAMSAUER (C.) :
Sur le décadomètre (appareil pour la mesure de la désactivation. 225
RAMSAY (W.) et USHER (F. L.) :
Action de l'émanation du radium sur les éléments du groupe du carbone 19
REGENER (E.) :
Sur la numération des particules α par la scintillation et sur la grandeur de l'élément de charge électrique. 8
REINGANUM (M.) :
Variation du parcours des rayons α du polonium sous l'influence d'un champ électrique. 574
RICCO (A.) :
Orages magnétiques. 51
RICHARDSON (O. W.) et COOKE (H. L.) :
Chaleur développée pendant l'absorption de l'électricité par les métaux. 17
RICHARDSON (O. W.) :
Note sur la théorie cinétique de la matière 22
Énergie cinétique des thermions 26
Énergie cinétique des ions émis par les corps chauds. 26
Transformation d'énergie en relation avec l'émission des ions par les corps chauds. 239
RICHMOND (T. J.) :
Sur la formation des stries sous l'action de la décharge électrique dans un tube contenant un produit pulvérulent 27
RICHTMYER (F. K.) :
Applications au laboratoire du courant photo-électrique. 542
L'effet photo-électrique avec les métaux alcalins. — Relation entre le courant photo-électrique et l'intensité lumineuse. 104
Relation entre le courant photo-électrique et la longueur d'onde de la lumière incidente. 104
Relation entre le courant photo-électrique et l'intensité de la lumière 22
RIESS (C.) :
Das Licht in seinem elektrischen und magnetischen Wirkungen 125
RIGHI (A.) :
Ionisation de l'air dans un tube à décharge placé dans le champ magnétique 215
Potentiel de décharge dans le champ magnétique. 285
Sur les phénomènes acoustiques des condensateurs (A propos du récent mémoire de M. H. Perkins 4
RIGHI (A.) et IKLÉ (M.) :
Strahlende Materie und Magnetische Strahlen . . . 32
RIGHI (A.) :
Sur la trajectoire parcourue par un électron autour d'un ion positif dans le champ magnétique. . . . 181
RIGHI (A.) :
Recherches sur les rayons magnétiques. . . 80
ROBINSON (J.) :
Absorption des rayons cathodiques de différentes vitesses dans l'hélium. 106
Recherches sur la répartition des rayons cathodiques photoélectriques dans le vide et dans différents gaz. 214
ROLLA (L.) :
Contribution à la théorie des solutions colloïdales . . 28
ROSSELET (A.) :
Recherches sur les phénomènes actino-électriques et leur relation avec l'ionisation de l'air 576
ROSSI (R.) :
Effet de la pression sur les spectres d'arc. — Titane. 527
L'effet de la pression sur les spectres de bandes des fluorures alcalino-terreux 109
ROUSE BALL (W.) :
Récréations mathématiques et problèmes des temps anciens et modernes. 64
ROYDS (T.) :
Expériences sur la constitution de l'étincelle électrique. 111
RUBENS (H.) et HOLNAGEL (H.) :
Recherches sur les radiations de grande longueur d'onde 185
RUBENS (H.) :
Recherches sur le pouvoir émissif des métaux pour les rayons de courte longueur d'onde du spectre infra-rouge ; ses variations avec la température. . 187
Relation entre le courant photo-électrique et la longueur d'onde de la lumière incidente. 104
RUSSELL (A. S.) :
Quelques variations observées dans les mesures à l'électroscope et le moyen de les éviter. 122
Rapport entre l'uranium et le radium des minéraux . 310
RUSS (S.) :
Note sur le recul radioactif 95
RUTHERFORD (E.) :
Propriétés de l'émanation du radium 227
Rapport sur les étalons de radium. 221
Théorie de la luminosité produite par diverses substances sous l'action des rayons α. 206

Rydberg (J. R.) :
La distribution des raies spectrales. 256

S

Sadler (Charles A.) :
Rayonnement corpusculaire homogène. 321
Salles (Édouard) :
Diffusion des ions gazeux 362
Salpeter (J.) :
Influence du champ terrestre sur la répartition de la radioactivité induite du radium dans l'atmosphère et à la surface du sol 154
Influence du champ terrestre sur la répartition de la radioactivité induite du radium dans l'atmosphère et à la surface de la terre II 339
Satterly (J.) :
Sur la teneur des basses régions de l'atmosphère en émanation du radium et ses variations avec les conditions météorologiques. 358
Schaefer (C.) :
Sur le calcul du nombre des électrons à l'aide de la dispersion 318
Schenck (R.) :
Recherches sur les solutions solides métalliques au point de vue de la théorie des électrons. 312
Schmauss (A.) :
Absorption de l'électricité de l'air par des gouttes d'eau tombantes 335
Schmidt (H. W.) :
Contribution à l'étude du passage des rayons β à travers la matière. 181
Contribution à l'étude du passage des rayons β à travers la matière 105
Passage des rayons β à travers la matière. 226
Schmidt (H. W.) et Cermak (P.) :
Sur la question de l'influence de la température sur les transformations radioactives. 317
Schweidler (E. v.) :
Sur un moyen de décider expérimentalement de la nature des rayons γ. 181
Seeliger (R.) :
Adsorption d'ions sur des gouttes d'eau pendant leur chute 215
Seitz (W.) :
Vitesse des électrons produits par des rayons Röntgen mous 319
Sensel (G. V.) :
Expériences de séparation de l'uranium et de l'uranium X par voie électrolytique et pulvérisation cathodique. 209
Simpson (G. C.) :
Courants électriques circulant de la terre dans l'air . 154
Simpson (C.) :
Les courants électriques entre l'air et la terre . . . 219
Simpson (G. G.) :
Orages magnétiques. 31
Sur l'électrisation de la pluie et de la neige. . . . 338
Soddy (F.) :
Essais pour évaluer la période de l'ionium. . 295
La désintégration atomique multiple. 18
Sur la relation entre l'uranium et le radium . . . 18
Production de l'uranium X et rayons émis par ce corps. 18
Soddy (F.) et Russell (A.) :
La constante de l'uranium X. 316
Soddy (F.) et W. M. et Russell (A.) :
La question de l'homogénéité des rayons γ. 209
Soddy (F.) :
Sur la relation entre l'uranium et le radium. . . . 316
Les rayons de l'uranium X et son produit de désintégration 317
Soddy (F.) et Piloel (R.) :
Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux 317
Soddy (F.) et Russell (A.) :
Rayons γ de l'uranium et du radium 19
Soddy (F.) :
Théorie d'une méthode d'estimation de l'âge d'une autunite portugaise et période de l'ionium d'après la quantité d'hélium contenue dans le minéral . . . 250
Sommerfeld (A.) :
Sur la répartition de l'intensité d'émission des rayons Röntgen. 107
Sur la répartition de l'intensité dans l'émission des rayons Röntgen. 108
Stade (H.) :
Quelques déterminations de la radioactivité de l'air sur l'océan Atlantique. 376
Stark (J.) :
Sur des expériences propres à décider entre la théorie de l'éther et la théorie de l'émission.—I. Rayons Röntgen. 24
Théorie de l'éther et théorie atomistique de la lumière. 107
Nouvelles recherches sur la dissymétrie d'émission des rayons Röntgen. 107
Stelle (B. D.) et Grant (K.) :
Microbalances très sensibles et nouvelle méthode pour peser de petites quantités 343
Essai de détermination de la variation supposée de poids accompagnant la désintégration radioactive du radium. 373
Störmer (C.) :
Les équations explicites de la trajectoire d'un corpuscule électrique dans le champ d'un seul pôle magnétique 181
Photographie des aurores boréales et nouvelle méthode pour mesurer leur altitude. 243
Sur les trajectoires des corpuscules électrisés dans le champ d'un aimant élémentaire avec application aux aurores boréales 32
Strasser (B.) :
Observation sur l'effet Doppler des rayons canaux de l'hydrogène 332
Strasser (B.) :
Sur le spectre des rayons canaux. 333
Strong (W.) :
Nouvelles observations sur l'électroscope; application aux orages électriques. 120
Strong (W. N.) :
Sur la radioactivité probable de l'erbium, du potassium et du rubidium 20
Strutt (R. J.) :
Accumulation de l'hélium dans les périodes géologiques. 31
Note sur la luminosité spontanée d'un minerai d'uranium. 121
Sur l'accumulation de l'hélium à travers les temps géologiques. 121
Sutherland (W.) :
Diamètres moléculaires 335
La constante fondamentale de vibration atomique et la nature de la capacité diélectrique 118
Svedberg (Th.) :
Les méthodes de préparation des solutions colloïdales de substances inorganiques. 220
Szilard (B.) :
Appareil pour la mesure de la quantité de rayons X. 225
Les réactions chimiques des éléments radioactifs . . 229
Sur une méthode d'enregistrement de la longueur du parcours des rayons α et sur une particularité de ce parcours 19
Sur les réactions chimiques des éléments radioactifs 366

T

Tallin (O. D.) :
Sur le phénomène de Kerr dans les verres et sur une détermination de la constante de Kerr pour le sulfure de carbone 324
Taylor (T. S.) :
Sur le retard que les feuillets métalliques et les gaz font subir aux particules α. 19

Tchernychef (A.) :
Un électromètre absolu pour mesurer des tensions de 10 000 à 180 000 volts. 542
Tieghem (H.) :
Sur la nature des rayons magneto-cathodiques . 521
Thomson (J. J.) :
Rayons d'électricité positive 216
Sur une théorie de la structure du champ électrique et son application aux rayons Rontgen et à la lumière. 101
Recherches sur les strates produites dans la décharge. 112
Electricité positive 113
The corpuscular theorie of matter. 156
Annuaire pour l'an 1910 publié par le Bureau des longitudes. 156
Sur la phosphorescence observée sur le verre des tubes à vide quand la pression n'est pas très basse. 526
Sur la dispersion de particules électrisées animées d'un mouvement rapide. 519
Thornton (W. M.) :
Polarisation des diélectriques dans un champ constant. 248
Tieri (L.) :
Phénomène de Majorana dans les champs magnétiques produits par les décharges oscillantes . . . 524
Tokmatcheff (M. S.) :
Sur le phénomène de Kerr pour les alliages de Heusler. 106
Tucker (Wm. S.) :
Batterie primaire à haute tension. 541

U

Ullmann (E.) :
Fatigue photoélectrique du zinc . 215
Usher (F. L.) :
Influence de l'émanation du radium sur l'équilibre d'un système gazeux . . 98

V

Valentiner (S.) :
Comparaison de la mesure des températures par la loi de Stefan-Boltzmann et par le thermomètre à azote jusqu'à 1600°. 188
Vegard (L.) :
Sur la décharge électrique dans les gaz HCl, HBr, et HI. 27

W

Walker (G. W.) :
Oligoclases radioactives. 51
Walles (J. W.) :
Minéraux radioactifs contenus dans les roches communes 51
Minéraux radioactifs dans les roches communes. . . 341
Période de désactivation du polonium. 278
Watson (H. S.) :
Le spectre de l'émanation du radium. . . 98
Wehnelt (A.) et Franck (J.) :
Recherches entre la loi de Faraday et la décharge à travers les gaz 328
Weissler (J.) :
Ecartement et différence de potentiel des stries dans la décharge positive. 215
Forme remarquable de la décharge dans les mélanges gazeux sous une assez forte pression . 216
Weiss (P.) :
La détermination directe du champ moléculaire. . . 240
Wertenstein (L.) :
Action de la pesanteur sur l'activité induite du radium. 20
Sur le parcours des projections radioactives 180
Sur les parcours des projections radioactives. . . . 225
Sur la projection du radium B. 288
Westphal (W.) :
Variation du potentiel au voisinage immédiat de la cathode 216
Weyl (Th.) :
Wiechert (E.) :
Nouvel électroscope à lecture microscopique 122
Wien (W.) :
Ions positifs et négatifs dans les rayons canaux. . . 238
Wien (W.) :
Ions positifs et négatifs dans les rayons canaux de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'azote 217
Wien (W.) :
Sur les rayons positifs 141
Williams (E. H.) :
La nature de l'étincelle de décharge aux très faibles distances. 550
Wilson (W.) :
Sur la loi d'absorption des rayons β. 106
Wilson (H. A.) :
Effet du champ magnétique sur la conductibilité électrique des flammes 26
Le mouvement relatif de l'éther et de la matière. . 248
Winchester (G.) et Millikan (R. A.) :
Absence de fatigue photo-électrique dans le vide très élevé. 23
Wheelock (F. L.) :
Sur la nature de l'ionisation produite par les rayons α. 574
Whiddington (R.) :
Effets causés par la « fatigue » de la cathode dans un tube de décharge 114
Wood (R. W.) :
Absorption, fluorescence et rotation magnétique de la vapeur de sodium dans l'ultra-violet. 108
Nouveau rayonnement de l'étincelle. 575
Wolz (K.) :
Détermination de $\frac{e}{m}$ 65
Wolf (Th.) :
Emploi du carbure de calcium comme dessèchant dans les recherches électrostatiques 541
Observations sur la radiation très pénétrante au sommet de la Tour Eiffel. 540
Wolf (G.) :
L'influence de la pression de la lumière solaire sur la pression de l'atmosphère terrestre 218
Wulf (Th.) :
Sur le rayonnement très pénétrant observé dans l'air et l'origine de ce rayonnement . 171
Sur l'origine du rayonnement présent dans l'atmosphère 120

Z

Zeeman (P.) :
Le degré de polarisation circulaire des composantes magnétiques des raies spectrales 323
Quelques remarques sur la décomposition magnétique des raies d'absorption 255

FIN DU TOME VII.